

SÉRIE A, n° 2055.

N° D'ORDRE :
2922.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

TOSIKO YUASA

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU SPECTRE CONTINU DES
RAYONS β ÉMIS PAR LES RADIOÉLÉMENTS ARTIFICIELS.

2^e THÈSE. — CHOCS ANORMAUX DES RAYONS β LE LONG DE LEUR
TRAJECTOIRE OBSERVÉS DANS LA CHAMBRE A DÉTENTE
DE WILSON.

Soutenues le

6 DÉC. 1943

1944, devant la Commission d'Examen.

M. CABANNES

Président.

M^{me} JOLIOT-CURIE

M. LUCAS

Examineurs.

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-ÉDITEUR

LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Quai des Grands-Augustins, 55

1944

SÉRIE A, n° 2055.

N° D'ORDRE :
2922.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

TOSIKO YUASA

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU SPECTRE CONTINU DES
RAYONS β ÉMIS PAR LES RADIOÉLÉMENTS ARTIFICIELS.

2^e THÈSE. — CHOCS ANORMAUX DES RAYONS β LE LONG DE LEUR
TRAJECTOIRE OBSERVÉS DANS LA CHAMBRE A DÉTENTE
DE WILSON.

Soutenues le

1944, devant la Commission d'Examen.

M. CABANNES	<i>Président.</i>
M ^{me} JOLIOU-CURIE	} <i>Examineurs.</i>
M. LUCAS	

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-ÉDITEUR

LIBRAIRE DU BUREAU DES LONGITUDES, DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
Quai des Grands-Augustins, 55

1944

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS.

Doyen, M. Paul MONTEL Professeur, Théorie des fonctions.

PROFESSEURS

Charles PÉREZ...	†	Zoologie.	CROZE	†	Physique théorique et Physique céleste.
L. BLARINGHEM...	†	Botanique.	DUPONT	†	Théories chimiques.
G. JULIA	†	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	VALIRON	†	Calcul différentiel et intégral.
C. MAUGUIN	†	Minéralogie.	BARRABÉ		Géologie structurale et Géologie appliquée.
A. DENJOY	†	Géométrie supérieure.	F. PERRIN		Théories physiques.
L. LUTAUD	†	Géographie physique et Géologie dynamique.	VAVON	†	Analyse et mesures chimiques.
G. BRUHAT	†	Physique.	G. DARMOIS	†	Mathématiques générales.
E. DARMOIS	†	Enseignement de Physique.	CHATTON	†	Biologie maritime.
A. DEBIERNE	†	Electronique et Radioactivité.	AUBEL		Chimie biologique.
L. DUNOYER	†	Chimie physique.	Jacques BOURCART		Géographie physique et Géologie dynamique.
M. JAVILLIER	†	Chimie biologique.	M ^{me} JOLIOU-CURIE.		Physique générale et Radioactivité.
Henri VILLAT	†	Mécanique des fluides et applications.	PLANTEFOL	†	Botanique.
Ch. JACOB	†	Géologie.	CABANNES	†	Recherches physiques.
P. PASCAL	†	Chimie générale.	GRASSÉ	†	Zoologie (évolution des êtres organisés).
M. FRÉCHET	†	Calcul des probabilités et Physique Mathématique.	PRÉVOST		Chimie organique.
E. ESCLANGON	†	Astronomie.	BOULIGAND		Mathématiques.
H. BÉGHIN	†	Mécanique physique et expérimentale.	CHAUDRON		Chimie.
FOCH	†	Mécanique expérimentale des fluides.	WYART		Minéralogie.
PAUTHENIER	†	Electrotechnique générale.	TEISSIER		Zoologie.
De BROGLIE	†	Théories physiques.	MANGENOT		Biologie végétale (P. C. B.).
CHRÉTIEN		Optique appliquée.	P. AUGER		Physique.
PRENANT	†	Anatomie et Histologie comparées.	MONNIER		Physiologie générale.
COMBES	†	Physiologie végétale.	PIVETEAU		Géologie.
GARNIER	†	Application de l'Analyse à la Géométrie.	ROCARD		Physique.
PÉRÈS	†	Mécanique rationnelle.	H. CARTAN		Calcul différentiel.
HACKSPILL	†	Chimie minérale.	SCHAEFFER	†	Physiologie générale.
TOUSSAINT		Technique Aéronautique.	LAFFITTE		Chimie (P. C. B.).
M. CURIE		Physique (P. C. B.).	LÉRAY		Mécanique théorique des fluides.
G. RIBAUD	†	Hautes températures.	FAVARD		Calcul des probabilités et physique mathématique.
CHAZY	†	Mécanique analytique.	COULOMB		Physique du Globe.
GAULT	†	Chimie (P. C. B.).	M ^{lle} COUSIN		Biologie animale (P. C. B.).

Secrétaire..... CH. MONIER.



A MON MAÎTRE

MONSIEUR LE PROFESSEUR FRÉDÉRIC JOLIOT

Membre de l'Institut

Prix Nobel

Professeur au Collège de France

Hommage de ma profonde reconnaissance.

A MON PÈRE

En souvenir de sa compréhension
parfaite de mes études.

A MA MÈRE

Témoignage d'affection de sa fille.

PREMIÈRE THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DU SPECTRE CONTINU DES RAYONS β^-

ÉMIS PAR LES CORPS RADIOACTIFS ARTIFICIELS

AVANT-PROPOS.

Les recherches qui sont l'objet de ce Mémoire font partie d'un programme de travail plus étendu proposé au Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France, par M. le Professeur F. Joliot. Ce programme consiste à déterminer, avec toute la précision possible, l'ensemble des caractéristiques nucléaires de certains radioéléments artificiels pouvant être choisis comme substances de référence pour la détermination éventuelle des constantes de nouveaux autres radioéléments. Il s'agit, en particulier, de la détermination des constantes de désintégration, de l'énergie maximum des spectres continus des rayons β , de l'énergie des rayons γ , des sections efficaces de capture des neutrons. En outre, ces éléments pourraient être choisis comme détecteurs-étalons pour la comparaison de l'intensité des sources de neutrons de natures diverses : tube de radium mélangé avec le béryllium, générateur à haute tension, cyclotron.

L'un des radioéléments artificiels pouvant convenir à cet objet, en raison de la simplicité de son rayonnement, de l'ordre de grandeur de sa période et de la facilité avec laquelle on l'obtient par capture radiative des neutrons thermiques, est le radiovanadium $^{52}_{23}\text{V}$.

Cet élément, jusqu'alors, avait été très peu étudié, la forme du spectre continu des rayons β^- qu'il émet, et l'énergie maximum de ces rayons n'étant pas connues. On ignorait s'il était émetteur des rayons γ . L'étude de ces caractéristiques nous a été confiée et constitue l'origine de nos recherches.

J'exprime ici ma profonde reconnaissance à M. le Professeur F. Joliot qui a bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et m'a constamment guidée et soutenue par ses conseils précieux, et auprès de qui j'ai trouvé, dans cette atmosphère de compréhension et de camaraderie parfaite du Laboratoire de Chimie nucléaire, un réel réconfort, moral et intellectuel.

Je suis très heureuse de pouvoir remercier également M^{me} Joliot-Curie. qui s'est intéressée vivement à ce travail et n'a cessé de me prodiguer ses encouragements.

Je tiens à témoigner aussi l'expression de ma gratitude au Gouvernement français pour m'avoir accordé, en 1940, une bourse qui m'a permis de venir entreprendre ces études en France.

Je voudrais également dire ma sincère reconnaissance envers les Professeurs de mon pays natal qui m'ont orientée vers la recherche scientifique.

Ce travail a été publié grâce à l'aide que m'ont offerte le Service des OEuvres Françaises à l'Étranger, l'Institut d'Études Japonaises et l'Ambassade du Japon en France.

J'en remercie très vivement leurs représentants, qui ont bien voulu s'intéresser à mon travail.



INTRODUCTION.

Lorsqu'un corps radioactif se transforme en un autre corps stable, de nombre atomique inférieur d'une unité (émission d'un rayon β^+ , ou positon), ou supérieur d'une unité (émission d'un rayon β^- , ou négaton), la distribution énergétique des rayons β^+ ou des rayons β^- se fait suivant un spectre continu avec une limite supérieure déterminée. Cette continuité du spectre a suggéré l'idée de l'existence du neutrino. E. Fermi [1] a, le premier, calculé la probabilité d'émission d'un rayon β possédant une énergie quelconque. Il a émis l'hypothèse suivante concernant le mécanisme de la désintégration β positive (ou négative) : un proton (ou un neutron) appartenant à un noyau d'atome se transforme en neutron (ou proton) en émettant en même temps un rayon β positif (ou négatif) et un antineutrino (ou neutrino). La méthode de calcul employée était analogue à celle qui est utilisée pour l'émission d'un photon par un noyau, laquelle émission change l'état énergétique du noyau. Les seules différences qui existent entre les deux mécanismes sont les suivantes : *a.* dans la désintégration β il y a deux particules, un électron et un neutrino (ou un antineutrino) qui sont émises, au lieu d'une seule dans l'émission photonique; *b.* de l'émission des deux particules dans la désintégration β résulte un changement de caractère d'une particule lourde, un proton (ou un neutron), dans le noyau au lieu d'un simple changement de l'état énergétique du noyau. Cependant, la théorie de Fermi ne s'accordait pas avec les résultats expérimentaux concernant la forme du spectre, en ce sens que le nombre observé de rayons β de faible énergie (comparativement à la limite supérieure du spectre) pour l'ensemble des spectres étudiés à cette époque était considérablement plus grand que le nombre prévu par la théorie.

Konopinski et Uhlenbeck [2] ont, en conséquence, modifié la théorie de Fermi, en introduisant la dérivée première, par rapport au temps, de la fonction d'onde du neutrino dans l'énergie d'interaction. Plus tard, Kurie, Paxton et Richardson [3], physiciens expérimentateurs, ont transformé les formules de Fermi et Konopinski et Uhlenbeck pour

faciliter leur emploi quand il s'agit d'obtenir la limite supérieure de l'énergie du spectre, ainsi que de décomposer un spectre complexe en spectres composants. Kurie, Paxton et Richardson ont préféré la théorie de K-U ⁽¹⁾ à celle de Fermi parce qu'elle donne la limite supérieure pour ^{13}N , en bon accord avec la valeur obtenue d'après le bilan énergétique, et aussi parce que, d'après la théorie de Fermi, le spectre de ^{32}P donne l'impression d'être complexe, alors qu'il est, en réalité, simple.

Certains résultats expérimentaux cadrent avec la théorie de Fermi, d'autres avec la théorie de K-U. Mais le plus grand nombre des expériences faites récemment [4] s'accordent mieux avec la théorie de Fermi qu'avec celle de K-U, sauf, toujours, en ce qui concerne la forme du spectre dans la région d'énergie faible. En particulier, la limite supérieure de l'énergie donnée par la théorie de Fermi est en excellent accord avec la limite expérimentale, tandis que celle qui est donnée par la théorie de K-U lui est presque toujours considérablement supérieure.

Pour supprimer ces désaccords, entre la théorie et l'expérience concernant la forme du spectre continu β , certains travaux théoriques ont été entrepris par plusieurs auteurs. Les théories de Fermi et K-U s'appliquent toutes aux transitions permises ⁽²⁾, et il n'y a pas de raison, *a priori*, pour que ces formules s'appliquent dans le cas d'une transition interdite ⁽²⁾. Il a donc fallu développer la théorie de Fermi ou K-U dans le cas des transitions interdites. Ceci a été fait d'abord par G. Gamov et E. Teller [5] et ensuite par Hoyle [6] et très récemment par Konopinski et Uhlenbeck [7]. Hoyle a développé les théories de Fermi et K-U pour la transition permise et interdite en introduisant les 1^{re} et 2^o dérivées des termes d'interaction des particules lourdes et légères. Il a conclu que sa théorie ne peut pas modifier,

(1) On emploie désormais l'abréviation K-U à la place de Konopinski et Uhlenbeck.

(2) Les termes « transition permise » et « transition interdite » ont été introduits en Physique nucléaire pour la première fois par Sargent, concernant la relation entre la limite supérieure de l'énergie du spectre continu β et la vie moyenne de désintégration β [8]. Il montra que, si l'on porte sur un graphique les logarithmes des constantes de désintégration, $\log_{10} \lambda$, en fonction des logarithmes de l'énergie cinétique maximum des rayons β , $\log_{10} E_m$, les points correspondants se placent sur une des droites parallèles I, II, III, etc. dont les écarts respectifs sont de 2 pour une coordonnée quelconque. Les spectres correspondants aux points situés sur la 1^{re}, 2^o ou 3^o droite de Sargent sont appelés respectivement : spectre de « transition permise », « deuxième transition interdite », « troisième transition interdite ». D'après cette définition, on voit que la transition permise a 100 fois plus de probabilité que la 1^{re} transition interdite, etc. Hoyle a employé les termes « transition permise » et « interdite » dans le

dans le cas d'une transition permise, la forme du spectre donnée par la théorie de Fermi pour la partie de faible énergie, ni la limite supérieure de l'énergie donnée par la théorie de K-U. Cette dernière pouvant être, cependant, modifiée par l'introduction d'une masse au repos déterminée du neutrino. Lorsqu'il s'agit d'une transition interdite, par contre, Hoyle a trouvé la possibilité de modifier la forme du spectre prévue par la théorie de Fermi ou K-U.

Ce qui est remarquable, c'est que Hoyle a conclu qu'un spectre de transition interdite possède, dans certains cas, la même forme que celle d'un spectre de transition permise qui peut être obtenue d'après la théorie de Fermi ou K-U.

Konopinski et Uhlenbeck [7], de leur côté, ont essayé aussi de généraliser le plus possible la théorie de Fermi en employant toutes les formes d'interactions possibles dans les cas de transition permise et interdite, et ils sont également arrivés aux conclusions semblables à celles obtenues par Hoyle.

Cependant, les théories modifiées par ces auteurs rencontrant toujours certaines difficultés mathématiques, Bethe, Hoyle et Peierls [9], considérant que la théorie originale de Fermi s'accorde mieux avec l'expérience que toutes les autres, au moins en ce qui concerne la limite supérieure de l'énergie du spectre β et le rapport des probabilités pour l'émission β^+ et pour la capture K d'un noyau [10], sont arrivés à la conclusion suivante : « La théorie originale de Fermi représenterait correctement un spectre simple d'une transition « permise » ; mais un spectre obtenu expérimentalement ne serait jamais un spectre simple, mais un spectre complexe correspondant à plusieurs transitions permises entre les deux noyaux initial et final. Pour les spectres dus à des transitions interdites aucune conclusion n'est possible. »

sens de Sargent, mais Konopinski et Uhlenbeck les ont employés dans un sens plus général ; si l'on développe le terme de l'interaction entre les particules lourdes, proton ou neutron, et les particules légères, électron ou neutrino (ou antineutrino), en fonction harmonique sphérique et, si l'on prend seulement le terme d'ordre zéro (le terme le plus important en général), on obtient l'élément de matrice non nulle pour le seul cas où le changement du spin nucléaire (où le moment angulaire total), ΔS , est zéro (ou ± 1 dans certaines conditions) et le changement de la parité des noyaux initial et final est zéro. Telle transition est appelée « transition permise », et un point correspondant à telle transition se place en général sur la 1^{re} droite de Sargent. Si l'on tient compte des seconds termes, l'élément de la matrice est différent de zéro pour les cas où $\Delta S = 0$ ou ± 1 (ou ± 2 dans certaines conditions) et avec le changement de parité des noyaux initial et final. La transition correspondante est appelée « première transition interdite » et elle se place, en général, sur la 2^e droite de Sargent.

Les faits expérimentaux cités par Alichanow et Berestezky [11] opposés à cette hypothèse ne sont cependant pas concluants.

D'autre part, il a été fait quelques essais demi-empiriques pour accorder la forme du spectre obtenu expérimentalement avec celle obtenue : 1° par la théorie avec une masse au repos déterminée du neutrino [12] ou 2° par une combinaison linéaire des formules données par Fermi et K-U pour la distribution énergétique des rayons β émis [13]. Toutes ces tentatives ont toujours une tendance artificielle et arbitraire.

Tel est l'état actuel des études expérimentales et théoriques concernant le spectre continu β . Il n'existe pas encore une théorie qui explique complètement ce phénomène; il est, à notre avis, indispensable pour l'établir, d'avoir de nouveaux résultats expérimentaux précis. A cet effet, nous avons cherché à obtenir le spectre continu β du radioarsenic, $^{76}_{33}\text{As}$, et du radiovanadium, $^{52}_{23}\text{V}$, avec toute la précision possible en utilisant une chambre à détente de Wilson à grand temps d'efficacité.

Pour étudier expérimentalement le spectre continu β , il y a trois moyens : la méthode d'absorption des rayons β dans la matière, la méthode du spectrographe magnétique et celle de la chambre de Wilson. La méthode d'absorption, au point de vue de la précision, est défavorable, parce qu'elle exige l'emploi de la relation mal connue entre le parcours et l'énergie maximum des rayons β et dépend considérablement du dispositif géométrique et du détecteur des rayons employés.

Par conséquent, il ne reste que deux méthodes à employer. L'emploi d'un spectrographe magnétique bien construit, comme celui qui est indiqué par Lawson et Tyler [14], par exemple, est une bonne méthode au point de vue de la précision, de la rapidité du travail et de l'abondance du nombre des rayons dont on fait la statistique. La méthode de la chambre de Wilson a aussi l'avantage de la précision, mais, en général, elle demande un grand travail et souvent le nombre des rayons mesurés n'est pas suffisant pour faire une bonne statistique.

Cependant, l'emploi d'une source des rayons β forte produite par un cyclotron et d'une chambre à détente de Wilson à grand temps d'efficacité diminue ces désavantages. (Avec le cyclotron du Collège de France, l'intensité neutronique utilisée dans nos expériences est équivalente en moyenne à celle d'une source de 1500 à 2000 curies ou grammes de radium mélangé de glucinium. Le temps d'efficacité

de notre chambre à détente est environ 10 fois plus grand que celui d'une chambre ordinaire.)

Pour compléter la recherche, il faudrait cependant employer en même temps un spectrographe magnétique et comparer les résultats obtenus par les deux méthodes. Nous faisons construire actuellement au laboratoire un tel appareil.

Dans ce travail, le premier chapitre est consacré à la description de la méthode expérimentale employée. Les 2^e et 3^e chapitres sont réservés respectivement aux résultats bruts expérimentaux obtenus avec le radioarsenic ${}_{33}^{76}\text{As}$, et avec le radiovanadium ${}_{23}^{52}\text{V}$. Le 4^e à la discussion des résultats obtenus et leur confrontation avec la théorie. Le dernier chapitre est consacré au résumé et aux conclusions que nous avons pu obtenir des études expérimentales effectuées sur le ${}_{33}^{76}\text{As}$ et sur le ${}_{23}^{52}\text{V}$.

CHAPITRE I.

MÉTHODE EXPÉRIMENTALE EMPLOYÉE.

Pour étudier le spectre énergétique β d'un corps radioactif, nous avons employé la méthode qui consiste à mesurer les rayons de courbure des trajectoires de brouillard tracées par les rayons β émis par une source dans une chambre à détente de Wilson. Les rayons de courbure étant proportionnels, dans un champ magnétique constant, aux quantités de mouvement des rayons β , on peut, de leur mesure, en déduire la valeur des énergies correspondantes.

1. — Description des appareils.

A. *Chambre de Wilson.* — Nous avons employé une chambre de Wilson à grand temps d'efficacité établie par F. Joliot, dont un modèle analogue a été décrit dans un travail de T. S. Tsien [15].

Le principe essentiel de cette chambre est le suivant : « la détente s'effectue par la descente lente du piston, constitué par le liquide (dans notre cas : mélange d'eau et d'alcool éthylique à volume égal). Le degré de détente est réglé par la position finale du piston et non par sa position initiale comme dans beaucoup d'autres modèles. La vitesse de chute du liquide, étant très lente, permet de prolonger l'état de sursaturation de la vapeur dans la chambre et, par conséquent, d'augmenter le temps d'efficacité de l'appareil ⁽¹⁾ ».

(¹) Le temps d'efficacité, c'est-à-dire le temps pendant lequel la vapeur d'eau alcoolique dans la chambre peut se condenser autour des ions produits par les particules ionisantes (dans notre cas : rayons β) a été mesuré par le moyen suivant : une source de Po dont on connaît l'intensité (56 rayons α par angle solide 2π /sec) a été placée devant une fenêtre de la chambre de Wilson fermée par une feuille d'Al mince (3μ). On compte le nombre moyen des trajectoires des rayons α , n , par détente pour une vitesse de chute du piston fixée. On trouve $n=4$. En tenant compte que l'angle

Construction et fonctionnement (*fig. 1 a*) :

- A, Cylindre de verre pyrex;
- B, B', Robinets à pointeau destinés au changement du gaz dans la chambre;
- C, Trou destiné à l'introduction d'un support ou d'un guide permettant de placer un support de la source;
- D, Grille de laiton placée pour diminuer l'influence de la turbulence, causée par la chute du liquide;
- E, Tube métallique élastique compressible « resisto » ou « tombock » qui contient le liquide;
- I, Chambre à pression soudée par l'intermédiaire d'un tuyau métallique « resisto » G, à la plaque F;
- H, Grand volant;
- M, Rondelle pour régler le degré d'ouverture du piston J;
- J', Robinet qui communique constamment avec l'arrivée de l'air comprimé dont l'échappement est effectué par la levée de la soupape J, celle-ci fonctionnant électromagnétiquement à l'aide de la bobine L qui tire le bout du piston K;
- N, Robinet destiné au changement du liquide;
- O, Plaque fixée à la table;
- P, Poids additionnels (il en existe 4, de poids total : 41 kg);
- Q, Q', Guides.

L'appareil fonctionne de la manière suivante :

L'air comprimé (3 kg/cm^2) est introduit dans I pour que F puisse atteindre la position supérieure fixée par les 4 cylindres creux Q, déterminant ainsi le niveau supérieur du liquide à la position initiale avant la détente. Lorsque J se lève, l'air comprimé s'échappe, F descend sous l'action du tuyau métallique élastique comprimé et

solide efficace de sortie de cette source est 2,26 environ, on peut calculer le temps d'efficacité Θ par la formule suivante :

$$\Theta = \frac{4}{56} \frac{2\pi}{2,26} \text{ sec} = 0,20 \text{ sec.}$$

Cette valeur est un peu inférieure à celle qui a été obtenue pour une chambre à détente de même modèle par T. S. Tsien (*ibid.*), $0,4 \sim 0,5 \text{ sec}$, mais il serait dû, comme l'a signalé le même auteur, au fait que le nombre des rayons α apparent se diminue considérablement avec le nombre des rayons émis par une source de Po.

En tout cas, cette valeur du temps d'efficacité est très grande, si on la compare avec celle qui est obtenue avec la chambre à détente ordinaire ($1/100$ à $5/100 \text{ sec}$).

des 4 poids additionnels jusqu'à la position inférieure déterminée par le grand volant gradué H, et le niveau du liquide atteint alors la position finale de la détente.

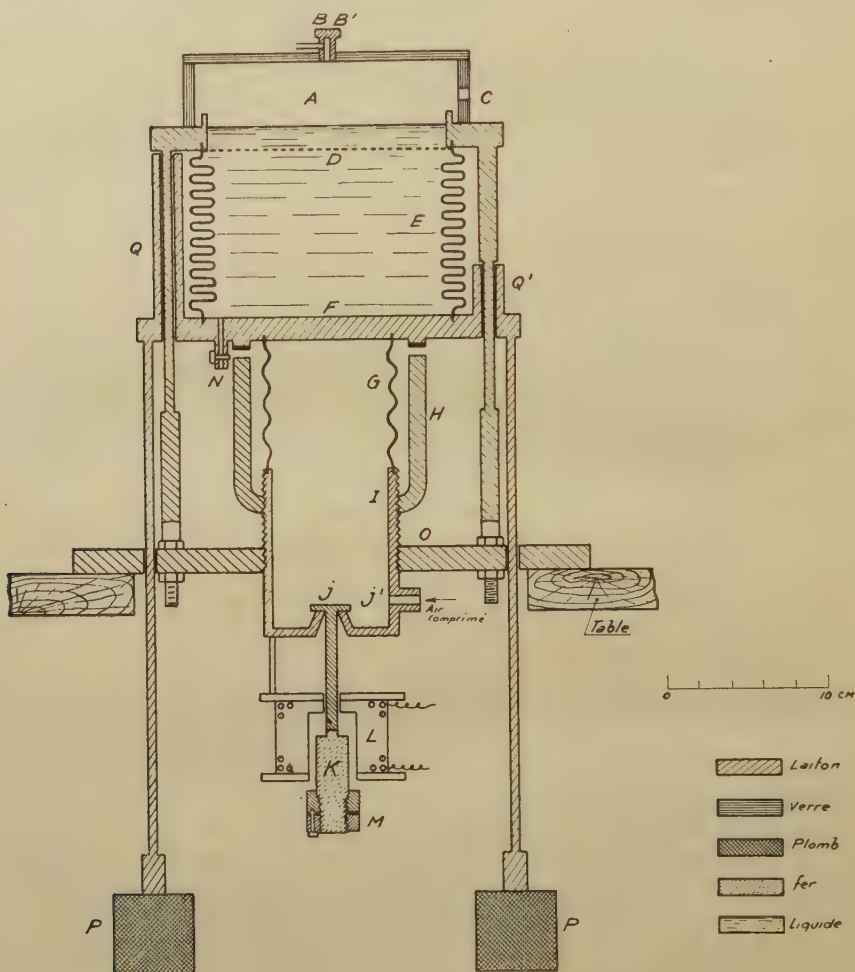


Fig. 1 a. — Chambre de Wilson employée.

Le réglage du degré de détente est fait en tournant le volant H, et le réglage de la vitesse de chute, qui joue un rôle sur le temps d'efficacité, est fait en variant l'ouverture de la soupape J grâce au volant M.

Un champ électrique de 180 V nécessaire au ramassage des ions de la chambre est créé entre un anneau de graphite colloïdal peint à l'intérieur du couvercle de la chambre et la masse de l'appareil.

Le champ est automatiquement coupé au moment de la détente. L'intervalle de temps entre deux détente successives était environ de 30 sec.

L'éclairage de la chambre est réalisé à l'aide de 3 lampes à pression atmosphérique de puissance de 250 W, les filaments rectilignes étant situés au foyer de lentilles cylindriques qui donnent un faisceau émergeant horizontal. La zone éclairée est comprise entre deux plans horizontaux de 2,5 cm.

L'ensemble des manœuvres est commandé électriquement et automatiquement.

B. *Chambre magnétique.* — On a employé deux bobines dont l'axe est perpendiculaire au plan de la chambre de Wilson. L'intensité du champ H pour une tension aux bornes des bobines 56 V varie, selon la distance r de l'axe des bobines, comme il est montré dans la figure 2.

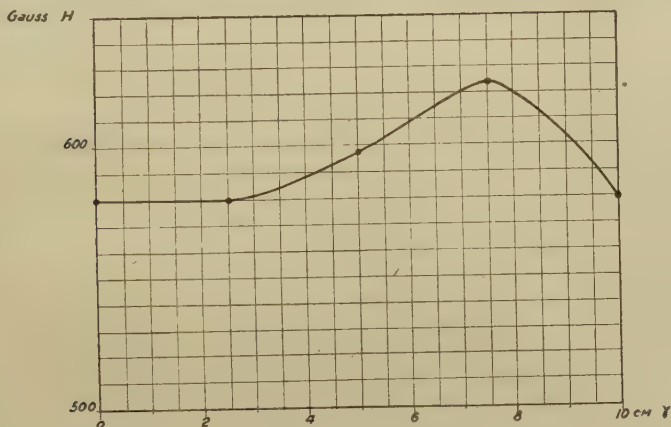


Fig. 2. — Variation de l'intensité du champ magnétique selon la distance de l'axe des bobines. (Tension aux bornes des bobines, 56 volts.)

L'intensité moyenne du champ magnétique dans les régions efficaces de la chambre de Wilson obtenue d'après cette courbe est de 580 gauss, la plus grande partie des trajectoires dont on effectue la mesure se trouvant à une distance inférieure à 5 cm à partir du centre de la chambre.

C. *Position des « sources ».* — Nous avons placé, selon les buts envisagés, les sources soit à l'extérieur, soit à l'intérieur de la chambre de Wilson dans des positions diverses.

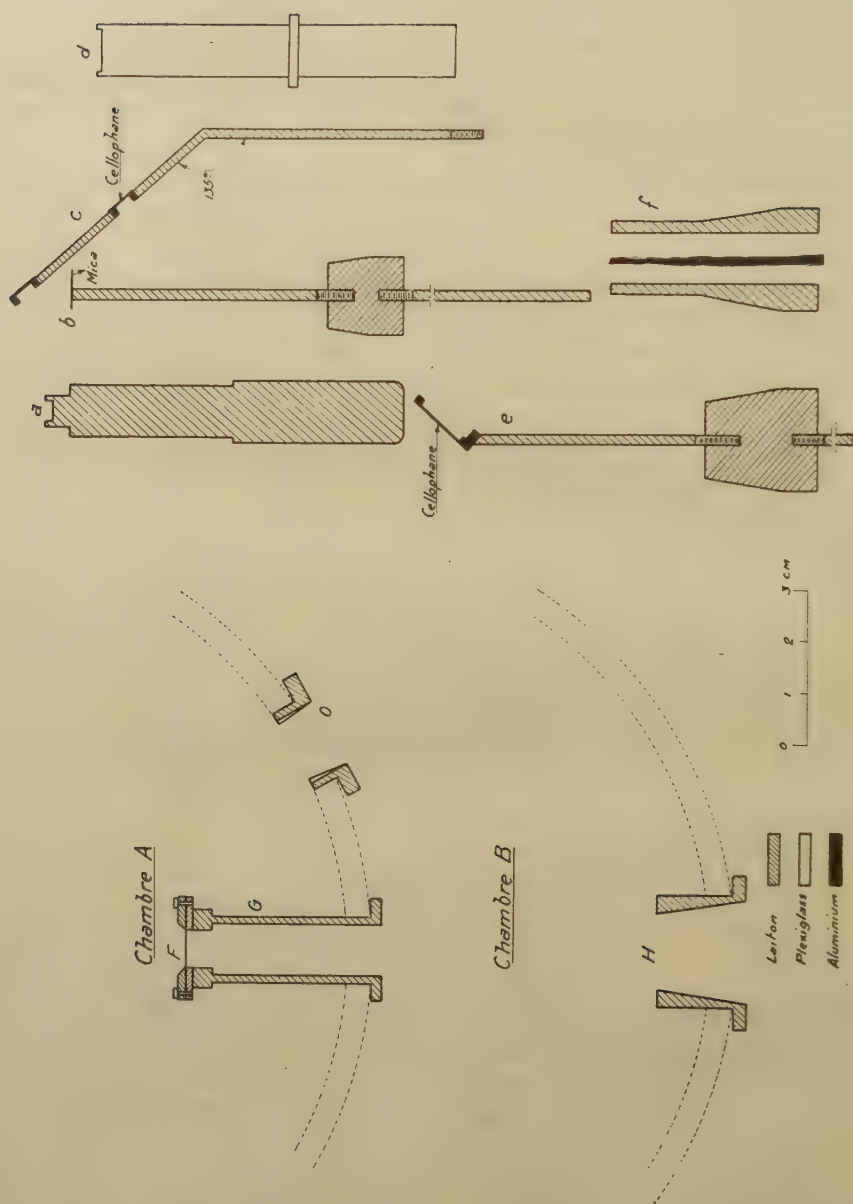


Fig. 3. — Positions des sources diverses.

Chambre A (fig. 3 A). — Un guide G en laiton fermé par une feuille d'Al mince F (3 ou 5 μ) permet de placer un support de source du type *a* en laiton ou en Al dans une position bien déterminée. Cette chambre possède une deuxième ouverture O, qui permet de faire pénétrer à l'intérieur des sources placées sur des supports du type *b* ou *c*.

Chambre B (fig. 3 B). — Cette chambre ne diffère de la précédente que par la forme de son ouverture, permettant d'utiliser des sources de plus grandes dimensions, déposées sur des supports du type *e* ou *d*.

D. *Photographies*. — Les trajectoires sont photographiées stéréoscopiquement à l'aide d'un appareil photographique à deux objectifs, de distance focale 8,5 cm, dont les axes parallèles sont écartés de 7 cm. Le grandissement d'image est d'environ $1/3$ (dans le plan central de la chambre $\frac{1}{3,37}$).

2. — Mesure des rayons de courbure des trajectoires des rayons β .

On a examiné d'abord les trajectoires avec le stéréoscope ordinaire et l'on n'a utilisé que celles qui étaient presque horizontales et nettes.

On a mesuré les rayons de courbure, ρ , des trajectoires dans chaque paire de clichés stéréoscopiques en les ramenant à la grandeur naturelle à l'aide d'un agrandisseur ayant un objectif de distance focale de 5 cm et d'ouverture de 1 : 3,9. On a fait coïncider les trajectoires avec des cercles de rayons variant progressivement de 0,5 cm tracés sur papier transparent. Les rayons de courbure des paires d'électrons secondaires (e^+ et e^-) créés par les rayons γ dans l'atmosphère de la chambre sont mesurés, d'une part, à l'aide de la méthode précédente et, d'autre part, au moyen du stéréocomparateur de Pülfrich.

3. — Corrections et erreurs expérimentales.

Il y a un certain nombre de causes d'erreurs dans la détermination de l'énergie des rayons β , parmi lesquelles les principales sont les suivantes :

1° Variation de l'agrandissement photographique selon le lieu où la trajectoire se produit.

L'erreur due à cette cause ne dépasse pas 2 % et est, en général, beaucoup plus faible quand on emploie une source de petite dimension (dans notre cas : $r \leq 0,2 \text{ cm.}$) ou quand on emploie seulement les trajectoires nettes avec une petite ouverture des objectifs (dans notre cas : 5,4).

2° Variation de l'intensité du champ magnétique avec la position de la trajectoire.

L'erreur due à cette cause représenterait au maximum 3 % de l'énergie. Mais l'erreur réelle est beaucoup plus faible, car on effectue les moyennes le long d'une longue trajectoire par superposition de la trajectoire quasi circulaire avec les cercles tracés, en prenant pour calculer $H\rho$ la valeur moyenne du champ magnétique dans la région considérée.

3° Influence sur le rayon de courbure de l'inclinaison de la trajectoire sur le plan horizontal.

L'erreur due à cette cause est inférieure à quelques % dans les deux méthodes employées pour mesurer le rayon de courbure. Nous avons calculé les valeurs de cette erreur selon les rayons de courbure des trajectoires avec un champ magnétique d'intensité de 580 gauss. Ces valeurs sont indiquées dans le tableau 1 a.

TABEAU 1 a.

Angle d'inclinaison de la trajectoire sur le plan horizontal θ .	$r = \frac{mv \text{ vraie}}{mv \text{ calculée}}$		$\frac{E \text{ vraie}}{E \text{ calculée}}$					
	Méthode 1 (coïncidence des cercles) $r = \frac{1}{\cos \theta}$	Méthode 2 (stéréocomparateur) $r = \frac{1}{\left\{1 + \left(\frac{\theta}{\pi^2}\right)^2\right\} \cos \theta}$	$\rho = 1 \text{ cm}$ ($E = 2,9 \cdot 10^5 \text{ eV.}$)		$\rho = 5 \text{ cm}$ ($E = 5 \cdot 10^5 \text{ eV.}$)		$\rho = 10 \text{ cm}$ ($E = 1,3 \cdot 10^6 \text{ eV.}$)	
			Méthode 1.	Méthode 2.	Méthode 1.	Méthode 2.	Méthode 1.	Méthode 2.
5°	1,004	1,003	1,007	1,006	1,006	1,005	1,004	1,003
10°	1,015	1,011	1,035	1,030	1,025	1,020	1,018	1,015

D'après ces résultats, cette erreur est plus grande pour les rayons β de faible énergie et en outre il est plus difficile de discerner l'inclinaison de leurs trajectoires.

Nous avons estimé, en général, par simple examen au stéréoscope ordinaire, l'angle d'inclinaison de la trajectoire sur le plan horizontal.

Ces estimations rapides furent contrôlées, dans beaucoup de cas, par l'examen au stéréocomparateur de Pülfrich et à l'aide d'un projecteur stéréoscopique dont la description est donnée ci-dessous (*fig. 1 b*) :

- P, Plan de projection de l'image pouvant tourner autour d'un axe horizontal H;
- S, Secteur gradué permettant de lire l'inclinaison du plan de projection par rapport à la verticale;
- Cl, Clé permettant de faire tourner le plan de projection et le secteur gradué autour d'un axe verticale V.

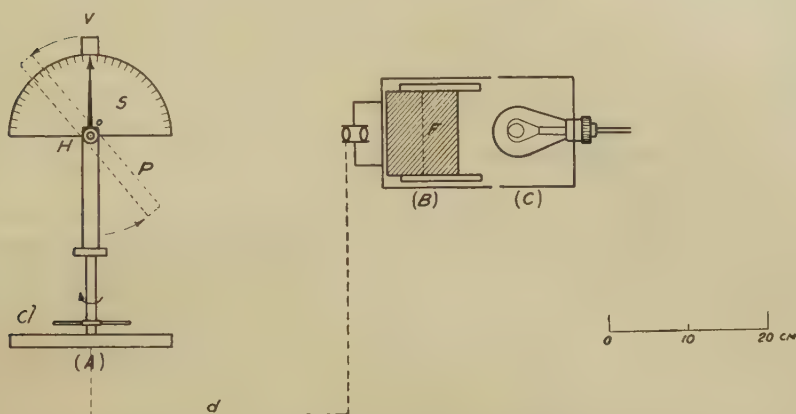


Fig. 1 b. — Projecteur des images stéréoscopiques.

L'ensemble est fixé sur le support rigide (A).

Les clichés sont placés dans le même appareil photographique qui a servi à les prendre (B).

L'éclairage est réalisé par 2 lampes de 100 W (C).

Fonctionnement de l'appareil. — Des clichés stéréoscopiques sont placés dans l'appareil photographique rigoureusement à la même place occupée auparavant au moment de l'impression (ceci a été réalisé grâce aux traces voilées des parties exposées du film). L'image étant formée sur le plan P; la mise au point de celle-ci se fait en réglant la distance d et en orientant le plan de projection. On lit alors l'angle indiqué sur le secteur S qui est égal au complément de l'angle d'inclinaison de la trajectoire sur le plan de la chambre de Wilson.

Le tableau 1 b indique les résultats des mesures de l'inclinaison de la trajectoire faites par les trois méthodes indiquées ci-dessus.

TABLEAU 1 b.

N° des trajectoires.	Inclinaison de la trajectoire sur le plan horizontal.		
	A stéréoscope.	Projecteur stéréoscopique.	Stéréocomparateur de Pálfrich.
1.....	3 ⁰	2 ⁰	11 15'
2.....	2	2	0
3.....	0	5	— 1 6
4.....	5	5	4
5.....	0	7	2 50
6.....	—2	0	— 3 30
7.....	3	3	2 40
8.....	2	6	2 9

D'après ces résultats, on pourrait dire que l'erreur due à l'estimation à l'œil ne dépasse pas 10° et l'on pourrait considérer que l'inclinaison réelle de la trajectoire est inférieure à 10° lorsque sa valeur estimée à l'œil est de quelques degrés.

4° Variation du nombre apparent de trajectoires selon l'intensité du champ magnétique.

L'influence de la grandeur de l'intensité du champ magnétique sur le nombre des rayons apparent a été étudié par Bacon, Grisewood et Van der Marwe [16]. Ils ont conclu qu'une faible intensité du champ magnétique augmente le nombre apparent des rayons β mous, tandis qu'une forte intensité d'un champ magnétique augmente celui des rayons β durs. Mais, sur ce point, les conditions expérimentales, l'angle solide du faisceau des rayons β^- , la position de la source par rapport à la chambre de Wilson, etc., et la grandeur de la région énergétique du spectre β donneraient une grande influence.

M. Lecoin [17] a aussi considéré du choix de l'intensité du champ magnétique convenable et il a conclu qu'en général l'intensité du champ magnétique doit satisfaire l'inégalité suivante

$$2\pi \frac{H\rho}{l} > H > \pi \frac{H\rho}{2l},$$

où H , l'intensité à appliquer;

l , la longueur moyenne de trajectoire sans déviation lorsqu'on n'établit pas un champ magnétique;

$H\rho$, la quantité proportionnelle à la quantité du mouvement le plus probable des rayons β .

Lorsqu'un spectre β s'étend sur une région énergétique très large, il serait nécessaire d'utiliser des intensités de champ magnétique différentes afin de ne pas perdre des trajectoires par défaut de courbure (champ faible) ou par courbure exagérée (champ fort). Dans nos cas une seule valeur de champ magnétique permet une bonne mesure pour toutes les trajectoires obtenues.

5° Absorption des rayons β dans la fenêtre d'entrée de la chambre de Wilson.

L'erreur causée par ce fait est négligeable dans nos conditions expérimentales. Voici les valeurs expérimentales d'après Wilson, Vader, Hadgwick, Eddy et Schonland (1) pour des rayons β d'énergies diverses.

TABEAU 2.

Épaisseur de la feuille d'Al.	Énergie des rayons β (ekV).	Énergie absorbée des rayons β par la feuille d'Al (ekV).	%.
5 μ (1,45 mg/cm ²).....	100	5	5
	500	3	1
	1000	< 2	< 0,2
3 μ (0,80 mg/cm ²).....	100	3	3
	500	1,6	0,32
	1000	< 1,5	< 0,15

6° Absorption et diffusion des rayons β^- dans la matière constituant la source et le support.

Pour diminuer le plus possible la déformation du spectre par l'absorption, la diffusion et la réflexion des rayons β dans la matière constituant la source et le support, nous avons employé des sources de très faible épaisseur (jusqu'à 1 mg/cm² et 1,5 mg/cm² pour $^{76}_{33}\text{As}$ et $^{52}_{23}\text{V}$) et de petites dimensions (jusqu'à 0,03 cm² et 0,12 cm² pour $^{76}_{33}\text{As}$ et $^{52}_{23}\text{V}$) sur des supports très minces (70 μ de cellophane ou 6 μ de mica). En

(1) Voir RUTHERFORD, *Radiations from Radioactive Substances*, p. 421.

limitant la mesure aux trajectoires faisant, initialement avec la normale au plan de la source, un angle inférieur à 30° , nous avons éliminé les rayons β^- ayant traversé obliquement, et sur une grande distance, la matière constituant la source.

Toutefois, la déformation du spectre causée par ces facteurs sera examinée dans les études relatives à ${}_{33}^{76}\text{As}$ et à ${}_{23}^{52}\text{V}$.

En définitive, nous aurons toujours une erreur de quelques % sur la valeur de l'énergie des rayons β^- mesurée et elle pourra devenir assez importante pour les rayons β^- d'énergie inférieure à 0,1 MeV.



CHAPITRE II.

EXPÉRIENCE SUR LE RADIOARSENIC ${}^{76}_{33}\text{As}$.

1. — Sources employées.

La source du radioarsenic ${}^{76}_{33}\text{As}$, produit par la capture radiative des neutrons lents d'après la réaction nucléaire ${}^{75}_{33}\text{As} (n, \gamma) {}^{76}_{33}\text{As}$, a été préparée par M. P. Süe [18] à partir du cacodylate de Na irradié par les neutrons lents produits par le cyclotron du Collège de France, de la façon suivante :

1° irradiation d'une solution du cacodylate de Na, $(\text{CH}_3)_2\text{As O O Na}$ (1100 à 1200^s de cacodylate dans 2000^{cm} d'eau) pendant des temps variant de 1 à 4 heures avec une puissance moyenne d'environ 40 à 45 watts en ${}^2_1\text{D}$ sur une sonde;

2° entraînement par agitation du radioarsenic ${}^{76}_{33}\text{As}$ par l'arsénite de Na, $\text{AsO}_3\text{Na}_2\text{H}$ (ou par l'arséniâte de Na : $\text{AsO}_4\text{Na}_2\text{H}$);

3° précipitation du mélange des isotopes actifs et inactifs en arsénite d'argent (ou arséniâte) et séparation du précipité par la méthode de centrifugation;

4° addition de la quantité d'acide chlorhydrique correspondante au poids d'arsénite d'argent (ou arséniâte) obtenu;

5° précipitation du chlorure d'arsenic en ajoutant à la solution, à l'ébullition, du réactif de Bougault (20^s hypophosphite de Na + 20^{cm} eau distillée et 200^{cm} ClH fumant, filtré sur coton) et en centrifugeant.

L'activité de ce précipité, ainsi obtenu par rapport à l'activité totale de la solution irradiée, était environ 75 %.

Une fraction de ce précipité, déposée sur les supports de laiton ou d'aluminium de type *a* (*fig.* 3-A) ou sur une feuille de mica de 6 μ (type *b*), constitue la source RdAs.

Les masses superficielles des sources successivement utilisées furent 120, 15, 7,5 mg/cm² (sur laiton et Al) et inférieures à 1 mg/cm² (sur mica).

L'activité totale extraite étant au moins 10 microcuries, et la masse du précipité étant environ 14 mg, l'intensité de la source de 7,5 mg/cm², par exemple, est en ordre de grandeur de 1 microcurie en tenant compte que la masse du précipité employée pour cette source est environ 1 mg.

2. — Résultats bruts expérimentaux.

Forme du spectre. — Le spectre total des rayons β^- , qui a été obtenu à partir de 766 trajectoires photographiées dans 244 clichés avec toutes les sources (les sources de 120 mg/cm², 15 mg/cm² et 7,5 mg/cm² déposées sur les supports de laiton ou d'aluminium et celle déposée sur une feuille de mica), est représenté dans la figure 4.

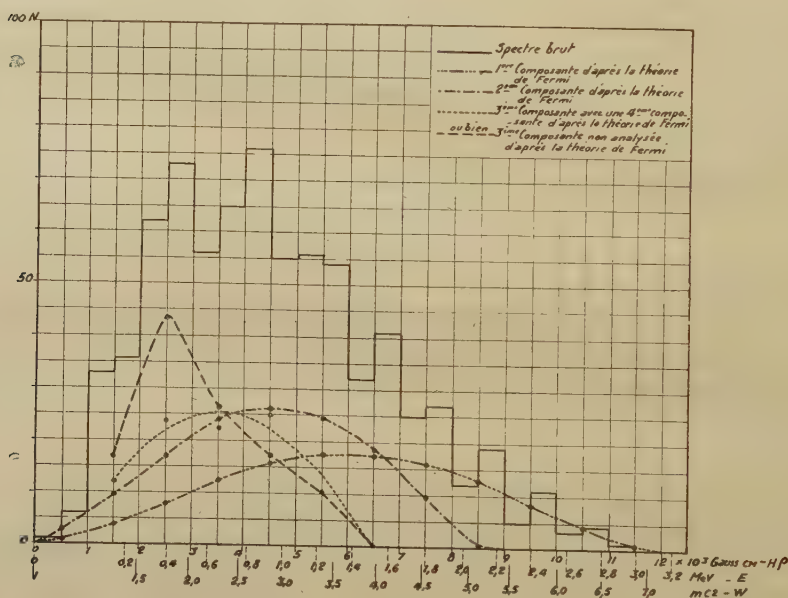


Fig. 4. — Spectre brut des rayons β^- émis par $^{76}_{33}\text{As}$ (766 rayons) et ses composantes d'après la théorie de Fermi.

D'après celui-ci on obtient, pour la limite supérieure de l'énergie du spectre, la valeur de $3,0 \pm 0,1$ MeV ($H\rho = 11\,550 \pm 350$ gauss-cm) et, pour la valeur moyenne de l'énergie des rayons β^- , 0,93 MeV correspondant à la valeur de $H\rho$, 4500 gauss-cm.

Influence de la nature du support et de l'épaisseur des sources sur la forme du spectre. — Pour examiner l'influence de l'absorption

et la réflexion des rayons β^- dans la matière constituant la source et le support, on a construit des histogrammes correspondant respectivement

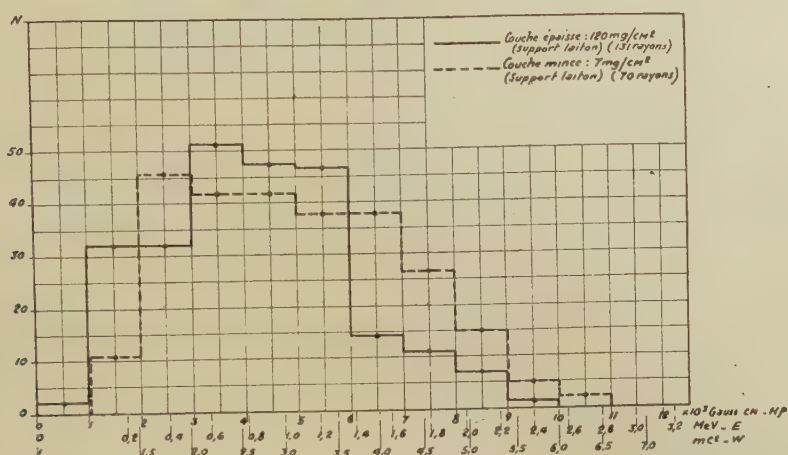


Fig. 5. — Influence de l'épaisseur des sources sur le spectre β^- de $^{76}_{33}\text{As}$ (rapporté à la même échelle).

aux sources de deux épaisseurs 120 mg et 7 mg/cm² déposées sur un support de laiton (fig. 5) et aux deux sources de 7 mg/cm² déposées respectivement sur les supports de laiton et d'aluminium (fig. 6). Sur

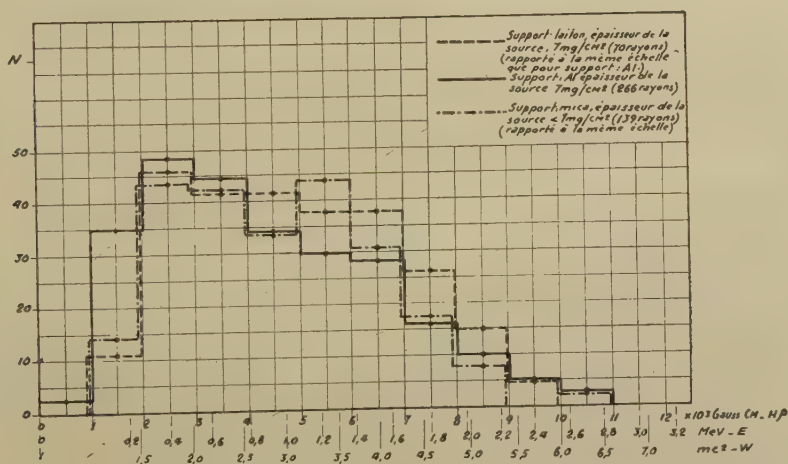


Fig. 6. — Influence de la matière constituant la source sur le spectre β^- de $^{76}_{33}\text{As}$.

cette dernière figure, on a tracé un histogramme se rapportant à une source placée sur un support de mica.

D'après la figure 5, on constate une notable différence dans la forme du spectre due à l'absorption des rayons β^- dans la matière; le nombre des rayons β^- de faible énergie s'augmente dans le spectre obtenu avec une source épaisse. Si l'on se reporte à la figure 6, on peut voir que la limite supérieure de l'énergie du spectre β^- est inchangée pour les sources de 7 mg/cm² et 1 mg/cm².

L'influence de la nature du support de source n'est pas simple, cependant, d'après l'examen de la figure 6, on peut en déduire que, dans nos conditions expérimentales, un support épais de laiton ou d'aluminium augmente le nombre des rayons β^- d'énergie moyenne.

Contrôle de la décroissance de Rd As. — En vue de savoir s'il n'existe qu'une seule période correspondant à un seul radio-élément $^{76}_{33}\text{As}$, ou s'il coexiste plusieurs périodes correspondant à plusieurs radioéléments (impuretés ou isomères de $^{76}_{33}\text{As}$), nous avons rassemblé, en quatre groupes d'énergie, les rayons qui ont été photographiés respectivement 24 h., 36 h. et 64 h. après la fin de l'irradiation.

Le résultat est donné dans le tableau 3.

TABLEAU 3.

Série des clichés.	1 ^{er} groupe (0-2500 gauss-cm) (%).	2 ^e groupe (2500-5000 gauss-cm) (%).	3 ^e groupe (5000-7500 gauss-cm) (%).	4 ^e groupe (> 7500 gauss-cm) (%).	Nombre des rayons.
N° 1 après 24 heures...	22,5 ± 5,2	34 ± 6,4	26 ± 5,6	17,5 ± 4,6	85
N° 2 » 36 » ...	22,0 ± 4,5	41,5 ± 6,2	27,5 ± 5,0	9,20 ± 2,9	109
N° 3 » 64 » ...	23,5 ± 3,9	38,0 ± 4,7	31,4 ± 4,4	7,0 ± 2,1	171

Étant donnée la faible précision de ces mesures, il nous semble qu'il n'y a pas de variation importante du pourcentage de chaque groupe, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de périodes différentes.

Positons. — Au cour de l'ensemble des expériences entreprises avec le RdAs, nous avons observé 12 positons issus de la source et mesuré leur énergie dont la valeur moyenne est de 0,45 MeV. Ces positons se repartissent ainsi :

TABLEAU 4.

Énergie (MeV).	1.20.	1.00.	0.70.	0.50.	0.40.		0.30.	0.20.	
Nombre des positons observés.....	1	1	1	1	1	1	2	1	3
Nature du support....	laiton	mica	Al	Al	Al	mica	mica	Al	mica
Épaisseur de la source (mg/cm ²).....	120	1	7	7	7	1	1	7	1

Le nombre de positons observés pour 100 rayons β^- mesurés est de :

- 1,43 pour le support de laiton avec la source de 120 mg/cm²,
- 1,50 pour le support d'aluminium avec la source de 7 mg/cm²,
- 5,10 pour le support de mica avec la source de 1 mg/cm².

Rayons γ . — La mesure précise de l'énergie de 6 paires d'électrons de matérialisation des rayons γ dans le gaz a permis d'estimer l'énergie des rayons γ correspondants :

- 2,4 MeV (1 paire)
- 1,7 » (3 »)
- 1,2 » (2 »)

3. — Comparaison de nos résultats bruts avec ceux obtenus par d'autres auteurs.

Les résultats bruts obtenus avec $^{76}_{33}\text{As}$ dans nos expériences sont résumés dans le tableau 5 en comparaison avec ceux obtenus par d'autres auteurs.

D'après ce tableau on peut voir que

α . La limite supérieure de l'énergie des rayons β^- ainsi que la valeur moyenne trouvées par nous sont supérieures à celles obtenues par la plupart des autres auteurs. (Ce fait peut s'expliquer par l'emploi d'une source d'épaisseur très faible augmentant la probabilité d'obtenir des électrons de grande énergie.)

Références.	Appareil.	Source de neutrons.
E. Amaldi, etc. [19].....	Chambre d'ionisation	Rn + Be
R. L. Thornton [20].....	Id.	Id.
N. V. Brown, etc. [21].....	Chambre de Wilson	Id.
G. L. Weil, etc. [22].....	Id.	Cyclotron
P. Harteck, etc. [23] et [23].	Id.	Rn + Be
F. Norling [26]	Compteurs en coïncidence	Id.
R. Sagane, etc. [27].....	Chambre de Wilson	-
K. Philipp, etc. [28].....	Spectrographe magnétique	Rn + Be
T. Yuasa (travail actuel).....	Chambre de Wilson	Cyclotron (D + Be)
(1) Estimée par nous d'après les courbes.		
(2) Estimée par nous d'après le schéma.		

Source de Rd As.	Limite supérieure de l'énergie brute (MeV).	Énergie moyenne (MeV).	Rayon γ :	Rayon β^+ .
-	-	0,16 g/cm ² Al (0,50)	-	-
-	1,5	-	+	-
Épaisseur de source non indiquée.	3,0 $\pm$ 0,1 (1)	0,62	-	-
Angle d'inclin. : $ \theta < 10^\circ$, dimension de la source : 8 cm ² (2)				
Épaisseur de source : 29 mg/cm ² .	2,71 $\pm$ 0,14	0,93	1 % des rayons β^-	-
Source mise entre deux feuilles de papier à filtre d'épaisseur de 21 mg/cm ² $ \theta < 20^\circ$	2,85 $\pm$ 0,15 (1)	0,80	3,15 MeV, 2,16 » 1,45 » 0,45 % des rayons β^- (matérialisation)	Limite supér. : 2,6 et 0,7 MeV, $\bar{E} = 0,30$ MeV. 4,5 % des rayons β^-
Épaisseur de source : 4 mg/cm ²	-	-	2,0 MeV, 0,74 % des rayons β^- (globale)	-
-	2,5 $\pm$ 0,20 (1)	-	1,5 et 0,5 MeV 2,10 $\pm$ 0,05 0,5	$\bar{E} = 0,40$ MeV -
Couche mince (0,2 mg) sur un support léger	-	-	-	-
Épaisseur jusqu'à 1 mg/cm ² : $ \theta < 5^\circ$, dimension jus- qu'à 0,03 cm ² , support laiton, Al mica	3,0 $\pm$ 0,10	0,93	2,4 MeV, 1,7 » 1,2 » 0,78 % des rayons β^- (matérialisation)	$\bar{E} = 0,46$ MeV, 5,1 % avec la source mince sur mica; 1,66 % avec toutes les sources

b. Le rapport du nombre des rayons β^+ au nombre des rayons β^- émis de la source est en accord avec celui obtenu par Harteck, Knauer et Schaëffer [23].

c. Nous avons obtenu l'énergie des rayons γ d'après l'énergie des paires d'électrons de matérialisation et, en conséquence, nous n'avons pas pu mettre en évidence l'existence des rayons γ d'énergie inférieure à 1 MeV, mais les résultats relatifs aux rayons γ d'énergie plus grande sont en assez bon accord avec ceux des autres auteurs.

d. La décroissance plus rapide du nombre des rayons β^- de grande énergie pourrait, si elle existe effectivement, être expliquée par l'existence d'un autre radioarsenic ou d'une impureté de période plus courte.



CHAPITRE III.

EXPÉRIENCES SUR LE RADIOVANADIUM $^{52}_{23}\text{V}$.

1. — Sources employées.

Le radiovanadium $^{52}_{23}\text{V}$ a été préparé par action des neutrons lents produits par le cyclotron du Collège de France sur l'anhydride vanadique, V_2O_5 , suivant la réaction de capture radiative, $^{51}_{23}\text{V}(n, \gamma)^{52}_{23}\text{V}$; sa période étant de l'ordre de 4 min., la durée d'irradiation variait entre 12 et 15 min.

Préparation des sources. — Plusieurs types de sources ayant été utilisés au cours de nos expériences, nous les désignerons comme suit :

a. Source « épaisse ». — Constituée par 11 mg de V_2O_5 actif, déposé sur un support de laiton ou d'aluminium du type *a* (fig. 3).

La densité superficielle de cette source est environ 79,5 mg/cm².

b. Source « intermédiaire ». — Une émulsion de V_2O_5 dans l'alcool a été irradiée, puis on a déposé une petite quantité, ~ 3 mg, de cette émulsion sur un support chaud de laiton ou d'aluminium du type *a* et on laisse évaporer l'alcool. La masse superficielle est environ 23,8 mg/cm². Une minute environ est nécessaire pour préparer cette source.

c. Source « mince-I ». — Une émulsion de V_2O_5 dans l'acétone a été déposée en petite quantité, ~ 3 mg, sur un support de Plexiglass du type *d*. On laisse évaporer l'acétone. La masse superficielle de cette source est environ 7 mg/cm².

d. Source « mince-II ». — Une émulsion de V_2O_5 dans l'acétone a été déposée en petite quantité, ~ 2 mg, sur un support d'aluminium du type *e* sur lequel est collée une feuille de cellophane de masse superficielle 6 mg/cm², avec un diamètre de 0,8 cm.

e. *Source « mince-III »*. — Pour avoir des sources presque ponctuelles et de très faible épaisseur, nous avons employé des supports du type c. Sur ces supports on a déposé environ 0,1 mg de V_2O_5 pur irradié à l'état d'émulsion dans l'éther; on a ensuite laissé évaporer l'éther avant de placer les sources dans la chambre de Wilson. La masse superficielle de cette source est environ 1 mg $\bar{5}$ /cm $\bar{2}$.

Intensité des sources.

L'intensité des sources employées serait toujours en ordre de grandeur de 1 microcurie malgré qu'elle soit moins intense que dans le cas d'As.

Tentative de concentrer de l'activité par la méthode Szilard et Chalmers. — Le nombre de rayons β^- observés à chaque détente de la chambre de Wilson étant petit, 5 à 10 rayons, nous avons essayé avec M. Süe d'effectuer la concentration de l'activité par une méthode

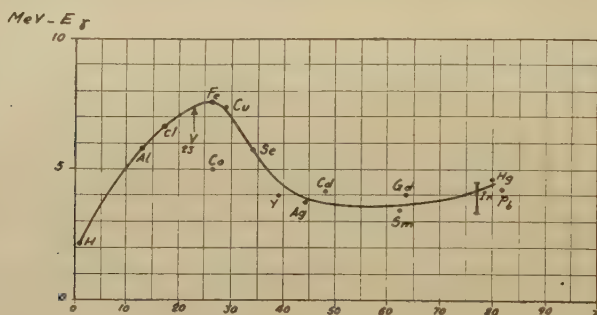


Fig. 7. — Énergies des rayons γ de capture connues dans la réaction (n, γ) .

analogue à celle de Szilard et Chalmers [29]. Les composés utilisés furent : le cupferronate de vanadium, l'orthoquinoléate de vanadium et quelques autres corps non organiques. Cette méthode ne nous a pas donné de résultats satisfaisants, ne donnant que le facteur de concentration 30, pour les deux raisons possibles suivantes :

1° Possibilité d'une tendance très grande de recombinaison des atomes radioactifs, neutres ou ionisés, isolés par l'énergie de recul du noyau « composé ».

2° Énergie de recul insuffisante pour réaliser profondément la rupture de la molécule.

L'étude du phénomène d'échange entre les atomes actifs et inactifs nous a montré qu'il ne dépasse pas 15 % (*fig. 8*). Ce résultat, en faveur des deux hypothèses précédentes, ne permet pas de conclure l'une ou l'autre.

Le vanadium est un corps dont la chaleur d'oxydation élevée indique que l'énergie avec un autre atome est en général grande; or il se peut que le noyau captant un neutron ne retombe pas directement à l'état fondamental en émettant un rayon γ de grande énergie, mais descend

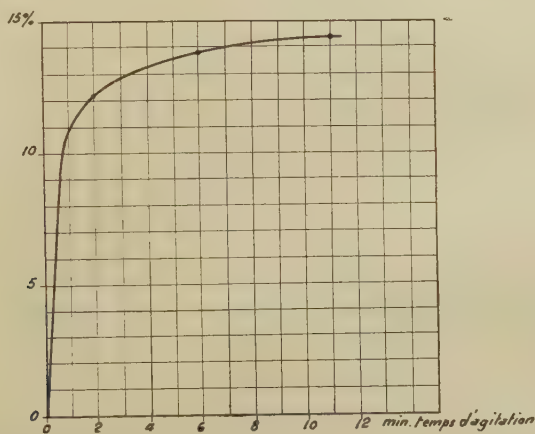


Fig. 8. — Échange des ions radioactifs V^*O et V^*O_3 avec l'atome V non actif dans le cupferronate de vanadium.

en cascade en émettant plusieurs quanta d'énergie trop faible pour provoquer la rupture de cette liaison.

On peut en effet estimer à titre d'exemple l'énergie disponible pour la rupture des liaisons dans le cas où l'on irradie le cupferronate de vanadium. Suivant où se produit la rupture de la molécule, l'énergie disponible varie et l'on voit, d'après le tableau 6, que dans le cas où le noyau reviendrait par exemple à son état fondamental en 4 étapes d'égale valeur, cette énergie est beaucoup plus faible et peut être alors insuffisante pour provoquer cette rupture.

$V-R$, $VO-R'$ et VO_3-R'' signifie que la rupture a lieu entre V et le reste de la molécule R ou entre VO et le reste R' , etc.

L'énergie E des rayons γ de capture a été évaluée d'après la figure 7 tracée suivant les résultats expérimentaux connus.

TABLEAU 6.

Énergie des rayons de capture (MeV).	Lieu de rupture.	Énergie disponible pour la rupture (eV).
7.....	V—R	256
	VO—R'	227
	VO ₃ —R''	132
1,75 (4 cascades)...	V—R	16,0
	VO—R'	14,2
	VO ₃ —R''	8,3

L'énergie disponible est calculée d'après la formule suivante

$$E_r = 5,3 \cdot 10^{-10} \frac{E_\gamma^2}{m},$$

où E_r , E_γ sont respectivement l'énergie disponible pour la rupture et celle du rayon γ de rupture exprimées en eV et m est la masse de l'atome ou l'ion actif coupé.

On a remarqué d'autre part que le rendement de la méthode de concentration de Szilard était plus élevé dans le cas ${}^{50}_{23}\text{V}$ [obtenu par la réaction ${}^{54}_{23}\text{V}(n, 2n){}^{52}_{23}\text{V}$] que pour ${}^{52}_{23}\text{V}$ (10 à 40 % contre 3 à 8 %). Cet argument est en faveur de la troisième hypothèse. L'énergie de recul devait être plus grande dans la réaction $(n, 2n)$ que dans le premier cas (n, γ) .

Enfin, on a pu voir que les sels complexes sont préférables aux sels simples en raison de la faible polarité des atomes actifs isolés. Le rendement de la concentration par effet Szilard passe de 3 à 8 % pour les composés organiques complexes [orthoquinoléate de vanadium $(\text{C}_9\text{H}_6\text{ON})_4\text{V}_2\text{O}_3$ et Cupferronate de vanadium $(\text{C}_6\text{H}_5\text{NNOO})_3\text{V}$] et 1 % pour les corps non organiques complexes (vanadate de Na) à 0,06 % avec anhydride vanadique V_2O_5 , indiquant le rôle important que joue la recombinaison des atomes séparés.

En somme il nous semble qu'il soit nécessaire de faire simultanément les deux hypothèses précédentes.

La courte période du radiovanadium ${}^{52}_{23}\text{V}$ ($3^m, 75$) ne permettant pas d'employer une méthode de concentration compliquée et longue, nous n'avons pas jugé utile de poursuivre cette étude.

2. — Résultats bruts expérimentaux.

Forme du spectre. — En employant les mêmes dispositifs expérimentaux que dans le cas d'As, nous avons obtenu 1747 trajectoires mesurables de rayons β^- , dont la distribution énergétique est montrée dans la figure 9. La courbe *a* représente le spectre obtenu à partir des trajectoires provenant des sources « intermédiaires », « mince-I », « mince-II » et « mince-III » (1747 trajectoires), tandis que les courbes *b* ne représentent que le spectre des trajectoires provenant de la source « mince-III » (543 trajectoires).

Le tableau 7 résume l'ensemble des résultats.

TABLEAU 7.

Masse superficielle de la source et nature de la matière du support.	Limite supérieure.		Maximum de la courbe du spectre.		Moyenne:		Nombre de rayons observés.
	Énergie (MeV).	H ρ (gauss-cm).	Énergie (MeV).	H ρ (gauss-cm).	Énergie (MeV).	H ρ (gauss-cm).	
Source « intermédiaire » (23,8 mg/cm ² ; Al)....	2,70 $\pm$ 0,1	10500 $\pm$ 350	0,90 $\pm$ 0,10	4400 $\pm$ 350	1,10	5100	722
Source « mince-I » (7 mg/cm ² ; plexigl.)..	2,70 $\pm$ 0,1	10500 $\pm$ 350	0,51 $\pm$ 0,10	2950 $\pm$ 350	0,84	4200	200
Source « mince-II » (4 mg/cm ² ; celloph.)..	2,70 $\pm$ 0,1	10500 $\pm$ 350	0,64 $\pm$ 0,10	3450 $\pm$ 350	1,00	4750	282
Source « mince-III » (1,5 mg/cm ² ; celloph.)..	2,70 $\pm$ 0,1	10500 $\pm$ 350	0,90 $\pm$ 0,10	4400 $\pm$ 350	0,97	4650	543
Résultats globaux obtenus en ajoutant les observations de l'ensemble des sources ci-dessus.....	2,70 $\pm$ 0,1	10500 $\pm$ 350	0,77 $\pm$ 0,10	3950 $\pm$ 350	1,02	4850	1747

On voit que la limite supérieure de l'énergie est toujours de 2,70 $\pm$ 0,1 MeV quelle que soit la masse de la source et la nature de son support; tandis que l'énergie moyenne et l'énergie la plus probable varient, montrant ainsi l'effet d'absorption des rayons β^- dans la matière, et l'effet de la réflexion de ces rayons par le support.

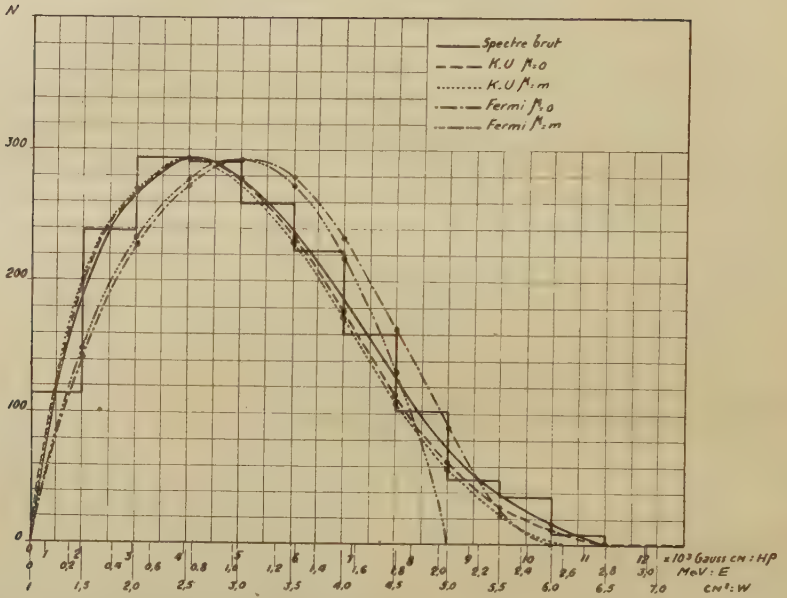


Fig. 9 a. — Spectre β^- total de $^{52}_{23}\text{V}$ et les spectres obtenus d'après les théories de Fermi et K-U avec $\mu = 0$ et $\mu = m$ (1747 rayons).

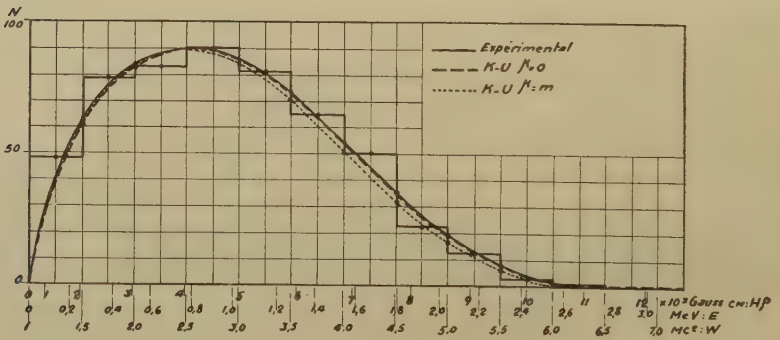


Fig. 9 b. — Spectre β^- brut de $^{52}_{23}\text{V}$ obtenu avec la source intérieure de 1,5 mg/cm² déposée sur le support de cellophane, et les spectres obtenus d'après la théorie de K-U avec $\mu = 0$ et $\mu = m$.

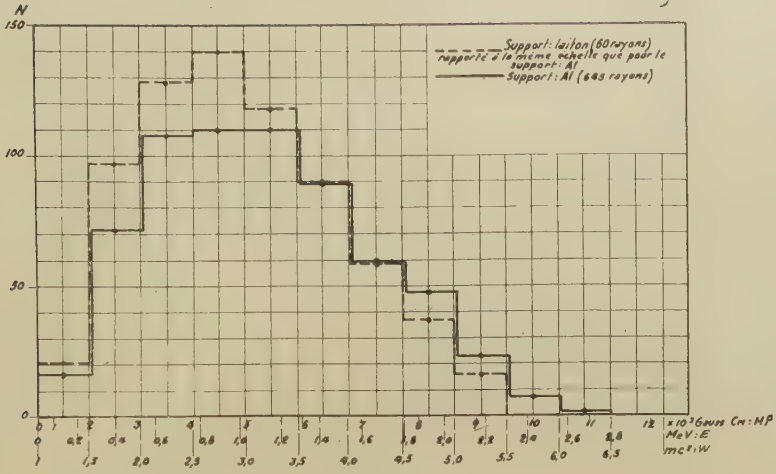


Fig. 10 a. — Influence de la nature de la matière des supports sur le spectre β^- de $^{52}_{23}\text{V}$. (Épaisseur des sources : $23,8 \text{ mg/cm}^2$.)

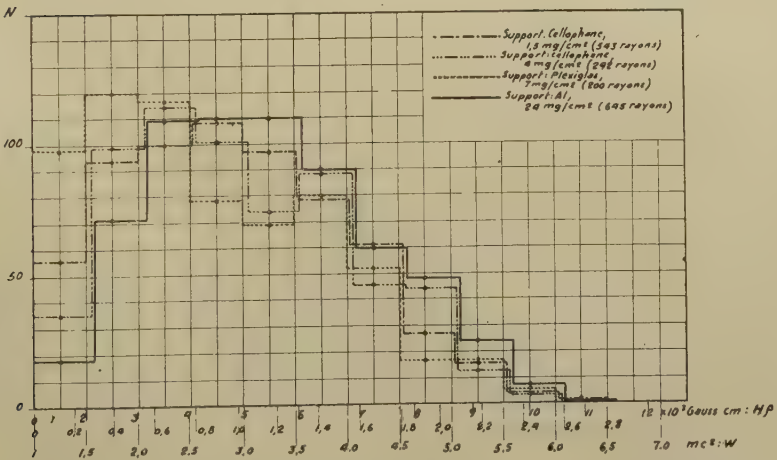


Fig. 10 b. — Influence de la nature de la matière des supports et l'épaisseur des sources sur le spectre β^- de $^{52}_{23}\text{V}$.

L'influence de la nature de la matière constituant le support a été examinée, d'une part grâce aux deux spectres obtenus l'un avec un support d'Al (645 trajectoires), et l'autre avec un support de laiton (60 trajectoires), les épaisseurs des deux sources étant égales ainsi que leur diamètre (*fig. 10 a*), et d'autre part avec les spectres obtenus avec des sources de dimensions et d'épaisseur différentes placées sur des supports d'Al, de plexiglass et de cellophane (*fig. 10 b*).

L'examen des résultats indique la complexité de cette influence. Toutefois, comme dans le cas du radioarsenic, on peut dire que les

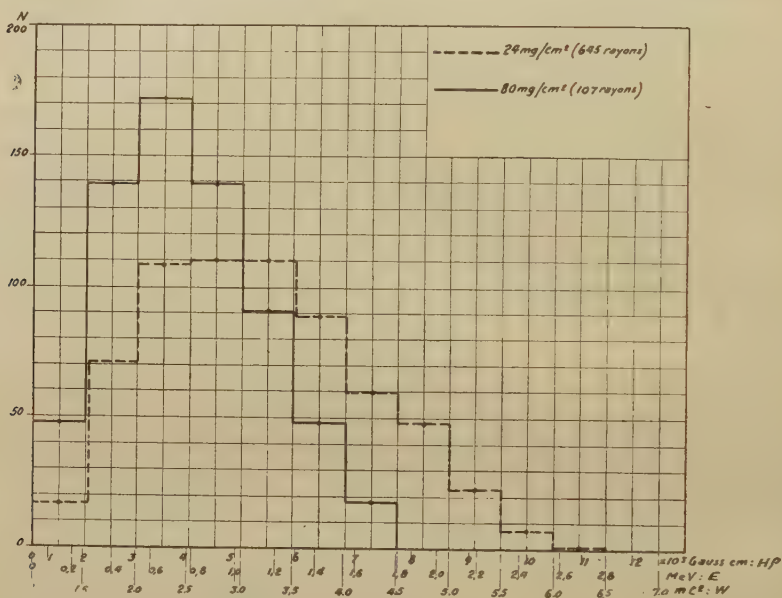


Fig. 11. — Influence de l'épaisseur des sources sur le spectre β^- de $^{52}_{23}\text{V}$ (support Al). (Rapporté à la même échelle.)

supports épais de laiton ou d'aluminium tendent à accroître le nombre des rayons β^- d'énergie moyenne plutôt que le nombre des rayons β^- de faible énergie. Cet effet est aussi indiqué dans le tableau 7 par l'augmentation des énergies la plus probable et moyenne lorsqu'on utilise une source sur un support d'Al.

L'influence de la source, au contraire, est assez importante comme on le voit dans la figure 11, où nous avons comparé deux spectres correspondant à deux épaisseurs de 24 mg/cm² et 80 mg/cm² sur un même support d'Al. La couche qui constitue la source absorbe une partie assez importante de l'énergie des rayons β^- .

Positons. — Nous avons observé 23 positons issus de la source. Leurs énergies sont comprises entre 0,10 et 0,97 MeV et l'énergie moyenne est de 0,39 MeV.

Ces positons se répartissent ainsi :

TABLEAU 8.

Énergie des β^+ (MeV).	1.00.	0.80.	0.60.	0.50.			
Nombre de β^+ observés.	1	1	1	1	1	1	2
Nature du support.....	Al	Al	cellophane	Al	laiton	plexiglass	cellophane
Épaisseur de la source (mg/cm ²).....	24	80	1,5	24	24	7	1,5

Énergie des β^+ (MeV).	0.40.		0.30.		0.20.		0.10.
Nombre de β^+ observés.	2	2	1	2	1	4	3
Nature du support.....	Al	cellophane	Al	cellophane	Al	cellophane	cellophane
Épaisseur de la source (mg/cm ²).....	24	4 et 1,5	80	4 et 1,5	24	4 et 1,5	4

Le nombre de positons observés pour 100 rayons β^- mesurés est de :

- 1,9 pour le support Al avec la source épaisse (80 mg/cm²),
- 1,7 pour le support de laiton avec la source intermédiaire (24 mg/cm²),
- 0,7 pour le support Al avec la source intermédiaire (24 mg/cm²),
- 0,5 pour le support de plexiglass avec la source de 7 mg/cm²,
- 1,7 pour le support de cellophane avec la source mince de 4 mg/cm² ou celle de 1,5 mg/cm².

Mise en évidence d'un rayonnement γ émis par $^{52}_{23}\text{V}$. — D'autre part, nous avons observé 17 paires mesurables d'électrons e^+ et e^- créés dans l'atmosphère de la chambre de Wilson par matérialisation des rayons γ et 2 paires non mesurables. Le rapport du nombre des paires au nombre des électrons issus de la source est de 0,97 %. Dans le cas de $^{76}_{33}\text{As}$ nous avons trouvé 0,78 %.

Les valeurs calculées des énergies de ces paires et celles estimées par les rayons γ correspondants sont les suivantes :

TABLEAU 9.

Source et support.		Énergie (MeV) ⁽¹⁾ .						Angle d'inclinaison des trajectoires sur le plan horizontal.	
		Positon : e^+ .		Négaton : e^- .		Rayon γ : E_γ .		β^+ .	β^- .
		c.	s.	c.	s.	c.	s.		
23,8 mg/cm ² (laiton).....	$b^{(2)}$	0,26	0,05	0,27	0,27	1,55	1,34	3 24'	9 18'
79,5 mg/cm ² (Al).....		0,17	0,17	0,09	0,11	1,28	1,30	16 36	8 36
»	b	0,30	0,23	0,27	0,24	1,59	1,49	8 12	3 18
»		0,16	0,14	0,15	0,15	1,33	1,31	8 18	0
23,8 mg/cm ² (Al).....		0,39	0,14	0,25	0,30	1,66	1,46	25 32	19 4
»		0,34	0,34	0,28	0,08	1,64	1,44	20 40	— 9
7 mg/cm ² (plexiglass)....		0,06	0,06	0,18	0,10	1,26	1,18	6	0
4 mg/cm ² (cellophane)...	b	0,16	0,12	0,27	0,24	1,45	1,38	— 9	8
» ...		0,15	—	0,21	—	1,35	—	—	—
» ...	b	0,20	0,15	0,27	0,33	1,49	1,50	— 7 54	— 18 42
» ...	b	0,19	0,10	0,30	0,29	1,51	1,41	43 36	— 58 12
» ...		0,12	—	0,10	—	1,24	—	—	—
» ...		—	0,18	—	0,14	—	1,34	— 12 6	2
» ...	b	0,21	0,14	0,07	0,15	1,30	1,31	15	— 18 8
15 mg/cm ² (cellophane)...	b	0,33	0,24	0,23	0,24	1,58	1,50	0	0
Énergies moyennes		0,22	0,15	0,21	0,19	1,45 $\pm 0,20$	1,38 $\pm 0,15$		
Énergies moyennes des belles trajectoires		0,24	0,15	0,24	0,25	1,50 $\pm 0,10$	1,44 $\pm 0,10$		

(¹) c : mesurée par la méthode de cercles; s : mesurée par le stéréocomparateur.

(²) b : belle paire.

Dans ce calcul on a tenu compte de la correction pour l'inclinaison des trajectoires. L'énergie moyenne calculée des rayons γ par la méthode de coïncidence des cercles avec les trajectoires est $1,45 \pm 0,20$ MeV et celle obtenue à l'aide du stéréocomparateur est $1,38 \pm 0,15$ MeV. La mesure stéréoscopique n'est pas très précise à cause de la faible énergie des électrons secondaires de paires, sauf pour les belles trajectoires. Nous

avons donc calculé l'énergie moyenne des rayons γ en partant des résultats obtenus avec seulement les belles trajectoires; cette valeur numérique est : $1,50 \pm 0,10$ MeV par la méthode de coïncidence de cercle et $1,44 \pm 0,10$ MeV par le stéréocomparateur.

M. Martelly, du Laboratoire de Chimie Nucléaire du Collège de France [30] a déterminé très récemment, par la méthode d'absorption, l'énergie des rayons γ du radiovanadium $^{52}_{23}\text{V}$ que nous avons mis en évidence. La valeur $1,48 \pm 0,1$ MeV obtenue par cet auteur est en très bon accord avec la nôtre.

3. — Comparaison des résultats bruts obtenus avec ceux obtenus par d'autres auteurs.

L'étude du radiovanadium $^{52}_{23}\text{V}$ a été faite par un certain nombre d'auteurs [19], [31], [32], qui ont mis en évidence sa période, l'émission des rayons β^- . Dans un travail très récent de N. Godzinskij et ses collaborateurs [33], la valeur de l'énergie maximum des rayons β^- émis a été obtenue par la méthode d'absorption d'après la formule de Feather [34].

Cette valeur, $1,98$ MeV, est très différente de la nôtre, $2,70 \pm 0,10$ MeV, mais la méthode employée par ces auteurs donne toujours des valeurs inférieures à celles données par la méthode de la chambre de Wilson [par exemple, $2,06$ MeV et $2,58$ MeV respectivement pour ^{109}Ag (140 sec) et pour ^{66}Cu (5 min.) au lieu de $2,8$ MeV et $2,9$ MeV].

De toutes nos expériences, il en résulte que le radiovanadium $^{52}_{23}\text{V}$ émet un spectre continu des rayons β^- dont l'énergie maximum a été déterminée soigneusement et évaluée à

$$2,70 \pm 0,1 \text{ MeV (H}\rho = 10,500 \pm 350 \text{ gauss-cm)}$$

et l'énergie moyenne à $0,97$ MeV ($\text{H}\rho = 4,650$ gauss-cm). On a pu affirmer, pour la première fois, l'existence du rayonnement γ émis par ce radioélément, et l'énergie déduite des paires de matérialisation dans l'atmosphère de la chambre de Wilson a été trouvée égale à $1,50 \pm 0,1$ MeV. Enfin on a observé pour la première fois des positons d'énergie moyenne de $0,39$ MeV émis par le radiovanadium et dont l'origine sera discutée dans le chapitre suivant.

Nous résumons dans le tableau suivant des résultats nouveaux que nous avons obtenus.

TABLEAU 10.

Appareil.	Source de neutrons.	Source de $\frac{5}{23}\text{V}$.	Énergie maximum E_m (MeV).	Énergie moyenne $\bar{E}$ (MeV).	Énergie des rayons γ : E_γ (MeV) ⁽¹⁾ .	Énergie moyenne des rayons β^+ (MeV) ⁽¹⁾ .
Chambre de Wilson.	Cyclotron (D + Be)	Épaisseur de la source de 1,5 mg/cm ² sur un support cellophane; dimension de la source : 0,12 cm ²	$2,70 \pm 0,10$	0,97	$1,50 \pm 0,10$ 0,97 % des rayons β^- mesurés.	0,39 1,32 % des rayons β^- mesurés.
(1) Ces deux colonnes se rapportent à l'ensemble des résultats obtenus avec les diverses sources.						

Au cours de cette expérience, nous avons étudié la méthode de concentration d'activité analogue à celle de Szilard et Chalmers, mais nous n'avons obtenu que le facteur 20-30 comme rapport de l'activité extraite de l'activité initiale, chacune étant rapportée à l'unité de masse. Ce facteur est de même ordre de grandeur que celui obtenu par J. W. Irvine [35] pour la concentration de ^{239}U qui doit avoir des énergies de liaison voisines de celles de vanadium.

CHAPITRE IV.

DISCUSSION DES RÉSULTATS OBTENUS ET LEUR CONFRONTATION AVEC LA THÉORIE.

1. — Formules concernant la distribution énergétique des rayons β^- émis par un radioélément.

La distribution énergétique des rayons β^- émis par un radioélément a été formulée pour la première fois par Fermi (1)

$$(1\alpha) \quad P(\omega) d\omega = CG^2 |M|^2 f_F(Z, \omega) p^{\frac{1}{2}} \omega (\omega_0 - \omega)^2 d\omega,$$

où Z , ω_0 , ω avec $p = (\omega^2 - 1)^{\frac{1}{2}}$ représentent respectivement : le nombre de charges du noyau désintégré, l'énergie totale maximum des rayons β émis (limite supérieure de l'énergie cinétique du spectre, augmentée de la masse au repos de l'électron), l'énergie totale du rayon β (énergie cinétique plus masse au repos de l'électron) et la quantité de mouvement du rayon β . G , appelée *constante de Fermi*, est une constante non dimensionnelle dont l'ordre de grandeur est $5 \cdot 10^{-42}$.

$|M|^2$ est un facteur représentant l'élément de matrice pour la transition correspondante, indépendante de la valeur de l'énergie, ω , du rayon β , et C est une constante indépendante de ω_0 et ω .

$f_F(Z, \omega)$ est une fonction qui représente l'influence du champ coulombien du noyau et égale à 1 pour $Z = 0$.

Les unités employées sont des unités relativistes.

La forme exacte de $f_F(Z, \omega)$ est la suivante

$$(2\alpha) \quad f_F(Z, \omega) = \left(\frac{2pR}{\hbar} \right)^{2S-2} e^{\pi\gamma} \frac{\omega}{p} \left| \frac{\Gamma(S + i\gamma\omega/p)}{\Gamma(2S + 1)} \right|^2$$

avec

$\hbar$ = constante de Planck divisée par 2π ,

R = rayon du noyau,

$$\alpha = \frac{1}{137},$$

$$\gamma = \alpha Z,$$

$$S = (1 - \gamma^2)^{\frac{1}{2}},$$

Γ = fonction-Gamma,

Si l'on connaît la valeur de $f_F(Z, \omega)$, on peut déterminer la forme du spectre des rayons β d'après la formule (1a) pour une énergie maximum donnée, ω_0 , des rayons β .

Comme il était pratiquement difficile d'appliquer la formule rigoureuse de $f_F(Z, \omega)$, Fermi a donné, pour cette fonction, les deux fonctions approchées suivantes : la première fonction s'applique à une désintégration d'un noyau lorsque l'énergie maximum des rayons β n'est pas très grande

$$(2a') \quad f_{F_0}(Z, \omega) = 2\pi\alpha Z\omega(\omega^2 - 1)^{-\frac{1}{2}} \frac{[\omega^2(1 + 4\alpha^2 Z^2) - 1]^{S-1}}{(1 - e^{-2\pi\alpha Z\omega(\omega^2 - 1)^{-\frac{1}{2}}})} \\ \times \left(\frac{Rmc}{h}\right)^{2(S-1)} \frac{4}{(2S!)^2},$$

qui peut s'écrire sous la forme

$$(2a'') \quad f_{F_0}(Z, \omega) = \frac{2\pi\gamma}{1 - e^{-2\pi\gamma}} \times [\omega^2(1 + 4\alpha^2 Z^2) - 1]^{S-1} \left(\frac{Rmc}{h}\right)^{2(S-1)} \frac{4}{(2S!)^2}$$

avec $\gamma = \alpha Z\omega(\omega^2 - 1)^{-\frac{1}{2}}$.

m et c étant respectivement la masse au repos de l'électron et la vitesse de la lumière.

Si l'on néglige la différence entre S et 1 , et lorsque le noyau est léger ($Z < 29$), la formule (2a'') se réduit à

$$(2a''') \quad f_{F_1}(Z, \omega) = 2\pi\gamma / 1 - e^{-2\pi\gamma} \quad (1).$$

La deuxième fonction approchée est obtenue pour des noyaux très lourds

$$(2a'') \quad f_{F_2}(Z, \omega) = 0,355 + (\omega^2 - 1)^{-\frac{1}{2}} \quad (2).$$

La formule (1a) de Fermi n'ayant pas donné la forme asymétrique du spectre des rayons β dont le maximum correspond à une valeur de ω d'environ $1/3 \omega_0$ (ce qui était alors le fait courant expérimental), et

(1) Dans le travail de Kurie, Richardson et Paxton, on a employé $f_F(Z, \eta)$ au lieu de $f_F(Z, \omega)$ où η représente la quantité de mouvement de l'électron, désigné dans l'article de Fermi « p » ($= (\omega^2 - 1)^{\frac{1}{2}}$). Il existe par conséquent la relation suivante entre $f_F(Z, \omega)$ et $f_F(Z, \eta)$

$$f_{F_1}(Z, \eta) = \eta^2 f_{F_1}(Z, \omega) = (\omega^2 - 1) f_{F_1}(Z, \omega).$$

(2) D'après la remarque précédente, on a

$$f_{F_2}(Z, \eta) = \eta^2 f_{F_2}(Z, \omega) = 0,355 \eta^2 + \eta.$$

d'autre part, le choix de la forme de l'interaction entre la particule lourde (proton ou neutron), et les particules légères (électron et neutrino ou antineutrino) n'étant pas unique, Konopinski et Uhlenbeck [2] ont fait des recherches parmi les autres formes d'interaction en introduisant la dérivée première, par rapport au temps, de la fonction d'onde du neutrino. Ils sont arrivés à obtenir une formule dans laquelle le facteur $(\omega_0 - \omega)^2$ dans (1a) a été remplacé par le facteur $(\omega_0 - \omega)^4$ et qui s'approche de plus près des résultats expérimentaux déjà obtenus

$$(3a) \quad P(\omega) d\omega = CG^2 |M|^2 f_F(Z, \omega) p^{\frac{1}{2}} \omega (\omega_0 - \omega)^4 d\omega.$$

Kurie, Richardson et Paxton (1), d'autre part, ont appliqué aux expériences les formules de Fermi et K-U en les mettant sous la forme suivante pour obtenir la limite supérieure d'un spectre

$$(4a') \quad \omega_0 - \omega = K \left[\frac{\frac{dN}{d\omega}}{(\omega^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \omega f_F(Z, \omega)} \right]^a \quad (1)$$

avec $a = 1/2$ ou $a = 1/4$ suivant que l'on utilise la formule de Fermi ou de K-U. $K =$ constante indépendante de ω et ω_0 , $dN =$ nombre de rayons β possédant une énergie comprise dans l'intervalle $(\omega, \omega + d\omega)$.

Si l'on emploie $f_{F_1}(Z, \omega)$ comme $f_F(Z, \omega)$, la formule (4a') devient

$$(4a'') \quad \omega_0 - \omega = K \left[\frac{\frac{dN}{d\omega}}{(\omega^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \omega^2 \pi \gamma / l - e^{-2\pi\gamma}} \right]$$

avec

$$\gamma = \alpha Z \omega (\omega^2 - 1)^{-\frac{1}{2}}.$$

Si l'on porte sur un graphique les valeurs numériques de

$$\left[\frac{\frac{dN}{d\omega}}{(\omega^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \omega^2 \pi \gamma / l - e^{-2\pi\gamma}} \right]^a$$

(1) Dans l'article original de Kurie, Richardson et Paxton, la formule a été donnée concernant l'intervalle de la quantité de mouvement η , d'un électron

$$(4a) \quad \omega_0 - \omega = K' \left[\frac{\frac{dN}{d\omega}}{f_F(Z, \eta)} \right]^a.$$

Pratiquement, la formule (4a) a l'avantage qu'il n'est pas nécessaire de calculer la valeur de l'énergie de chaque rayon.

obtenues expérimentalement, en fonction de ω , les points correspondants se placent sur une droite qui donne l'énergie maximum, ω_0 ,

pour
$$\left[\frac{\frac{dN}{d\omega}}{(\omega^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \omega^2 \pi y / l - e^{-2\pi y}} \right]^a \text{ égale } 0.$$

On peut donc obtenir, d'abord, la limite supérieure de l'énergie d'un spectre, ω_0 , par la méthode de Kurie, Richardson et Paxton avec la formule (4a) ou (4a') et ensuite pour cette limite ω_0 , on peut reconstruire la forme théorique du spectre par la théorie de Fermi [formule (1a)] ou de K-U [formule (3a)].

Lorsque le graphique ainsi construit ne représente pas une droite, c'est que, d'après la théorie de Fermi ou de K-U, le spectre n'est pas simple. On peut alors, d'après Kurie, Richardson et Paxton, la décomposer en plusieurs spectres simples en soustrayant successivement la partie supérieure du spectre comme l'on fait dans l'analyse des périodes des corps radioactifs d'après une courbe de décroissance de l'activité.

Dans tous ces calculs, on a supposé que la masse au repos du neutrino, μ , est nulle, mais si l'on introduit une masse déterminée du neutrino dans la théorie, les formules de la distribution énergétique des rayons β deviennent beaucoup plus compliquées.

Konopinsky et Uhlenbeck [2] arrivent à la formule

$$(1b) \quad \lim_{Z \rightarrow 0} f_F(Z, \omega, \mu) = 1 + \mu/\omega(\omega_0 - \omega + \mu)$$

montrant que la forme d'un spectre dépend de la masse du neutrino.

Alichanian, Alichanow et Dzètepov [12] ont employé la formule approchée suivante avec $\mu \neq 0$, en partant de la théorie de K-U,

$$(2b) \quad P(\omega) d\omega = C \omega (\omega^2 - 1)^{\frac{1}{2}} (\omega_0 - \omega)^3 [(\omega_0 - \omega)^2 - (\mu/m)^2]^{\frac{1}{2}} f_F(Z, \omega),$$

où C est la constante indépendante de ω , ω_0 et μ .

Cette formule indique qu'il existe la relation suivante entre la limite supérieure de l'énergie estimée à partir de la courbe du spectre brut, ω_0 (estimée), et celle donnée par la formule de K-U, ω_0 K-U

$$(3b) \quad \omega_0(\text{K-U}) - \omega_0(\text{estimée}) = \mu c^2.$$

Hoyle [6] a proposé la fonction approchée suivante, à la place de $f_F(Z, \omega)$ dans la formule (2b),

$$(4b) \quad (A + A') \frac{1}{\omega} + (B + B' + B'') + \frac{\mu}{m} \left(\frac{A - A'}{\omega_0 - \omega} \right) + \frac{\mu}{m} \left(\frac{B - B' - B''}{\omega(\omega_0 - \omega)} \right),$$

où A , A' , B , B' et B'' sont des coefficients numériques liés par les relations suivantes

$$-B \leq A \leq B, \quad -B' \leq A' \leq B'.$$

Cet auteur admet, à titre d'exemple, pour $\mu = 0,47 m_0$ et $\omega_0 = 4,8 m_0 c^2$, que $A' = B' = B'' = 0$ et $A = -0,8B$; la fonction (4b) prend alors la forme suivante

$$(4b') \quad K \left\{ \frac{1}{\omega} + r + \frac{\mu}{m} \frac{1}{\omega_0 - \omega} + \frac{\mu}{m} \frac{r}{\omega(\omega_0 - \omega)} \right\}.$$

Mais toutes ces formules concernant le spectre continu des rayons β avec une masse au repos non nulle du neutrino, nous semblent artificielles ayant les coefficients arbitraires pour s'accorder avec les résultats expérimentaux.

Discussion sur l'emploi des théories précédentes. — L'application des différentes formules théoriques conduit, dans certains cas, à un désaccord très prononcé avec les résultats expérimentaux. Plusieurs raisons peuvent contribuer à l'explication de cette divergence.

a. Approximations des formules (2a''') et (2b'')⁽¹⁾. — Si l'on porte sur un graphique (fig. 12) le rapport des valeurs de $\left[\frac{1}{f_{F_1}(Z, \eta)} \right]^{\frac{1}{2}}$ et $\left[\frac{1}{f_{F_2}(Z, \eta)} \right]^{\frac{1}{2}}$ aux valeurs de $\left[\frac{1}{f_{F_0}(Z, \eta)} \right]^{\frac{1}{2}}$ pour différentes valeurs de Z et de ω ⁽²⁾, on voit que, pour les noyaux légers $Z \leq 40$, la fonction $f_F(Z, \eta)$ est applicable pour un domaine énergétique très étendu, tandis que la fonction $f_{F_2}(Z, \eta)$ montre une divergence très grande, surtout pour les énergies plus petites que $3 m_0 c^2$. (Énergie cinétique des rayons $\beta \leq 1 \text{ MeV}$.)

Pour les noyaux lourds $Z \geq 80$, par contre, l'approximation de la fonction $f_{F_1}(Z, \eta)$ devient mauvaise ⁽³⁾, tandis que celle de la fonction $f_{F_2}(Z, \eta)$ est bien meilleure. [La fonction $f_{F_1}(Z, \eta)$ a une tendance d'élever la partie de faible énergie des diagrammes de Fermi ou K-U tandis que la fonction $f_{F_2}(Z, \eta)$ a une tendance inverse.]

(1) On n'a pas examiné l'approximation de la formule (2a'') car, d'après Fermi, elle doit être valable dans un grand domaine énergétique des rayons β et avec un nombre atomique quelconque.

(2) On a négligé les facteurs $\left(\frac{Rmc}{\hbar} \right)^{2(S-1)}$ et $\frac{4}{(2S!)^2}$ en raison de l'indépendance de ces facteurs avec l'énergie ω , en conséquence, avec la linéarité du diagramme de Fermi ou K-U vis-à-vis de l'énergie ω .

(3) L'approximation absolue n'est pas en question pour la linéarité du diagramme de Fermi, mais la constance de l'approximation est importante.

b. *La décomposition du spectre complexe en plusieurs spectres simples.* — La décomposition du spectre en plusieurs spectres simples est sujette à des erreurs importantes surtout si le nombre de rayons mesurés est faible et si le nombre des composantes dépasse deux.

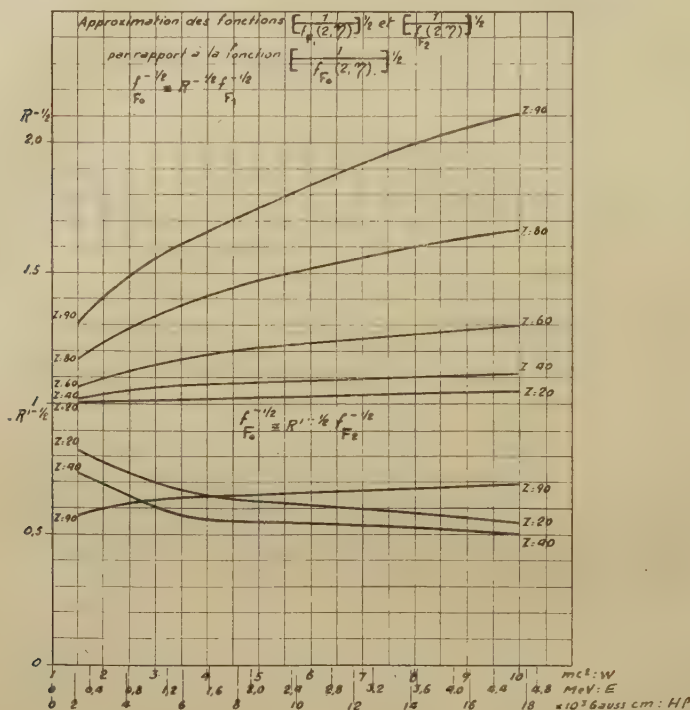


Fig. 12.

D'autre part il ne faut pas oublier que ces formules sont applicables pour une transition permise, mais ne le sont pas toujours pour une transition interdite.

c. *La possibilité de la masse au repos non nulle du neutrino.* — Si l'on admet la formule (3b), l'application de cette formule ⁽¹⁾ aux résultats expérimentaux (tableau 11) montre que la masse au repos du neutrino varie de 0,10 à 1,65 MeV.

⁽¹⁾ On a employé ω_0 obtenue par la théorie de Fermi à la place de ω_0 (estimée parce qu'elles sont suffisamment voisines et parce que celle-ci n'étant pas toujours donnée dans les résultats employés).

TABLEAU 11.

Radioélément.	Masse au repos du neutrino calculée (MeV).	Références.
${}^{12}_7\text{N} \ (\beta^+) \dots\dots\dots$	0,27	K-U [2]
${}^{13}_7\text{N} \ (\beta^+) \dots\dots\dots$	0,2	Kurie, etc. [3]
${}^{19}_9\text{F} \ (\beta^+) \dots\dots\dots$	0,3	Kurie, etc. [3]
${}^{28}_{13}\text{Al} \ (\beta^-) \dots\dots\dots$	0,96	K-U [2]
${}^{32}_{15}\text{P} \ (\beta^-) \dots\dots\dots$	0,35	Kurie, etc. [3]
${}^{30}_{15}\text{P} \ (\beta^+) \dots\dots\dots$	0,71	Ellis et Henderson [43].
${}^{30}_{15}\text{P} \ (\beta^+) \dots\dots\dots$	1,65	Alichanian, etc. [12].
${}^{52}_{23}\text{V} \ (\beta^-) \dots\dots\dots$	0,45-0,55	Yuasa [37].
${}^{76}_{33}\text{As} \ (\beta^-) \dots\dots\dots$	0,45-0,55	Yuasa [36].
${}^{126}_{53}\text{I} \ (\beta^-) \dots\dots\dots$	0,36	Tape [4].
${}^{128}_{53}\text{I} \ (\beta^-) \dots\dots\dots$	0,50	Tape [4].
${}^{130}_{53}\text{I} \ (\beta^-) \dots\dots\dots$	0,34	Tape [4].
${}^{134}_{53}\text{I} \ (\beta^-) \dots\dots\dots$	0,10	Tape [4].
RaE $(\beta^-) \dots\dots\dots$	0,20	Alichanian, etc. [12].

2. — Théories concernant la vie moyenne de désintégration β et règles de sélection.

En intégrant la probabilité de désintégration des rayons β dans un intervalle énergétique, $(\omega, \omega + d\omega)$, dans tout le domaine d'énergie (de $\omega = 1$ à $\omega = \omega_0$), nous obtenons la probabilité totale de désintégration β par unité de temps, et l'inverse de cette probabilité, multipliée par $\log_2$ donne la vie moyenne de désintégration. Entre la vie moyenne, τ , et l'énergie totale maximum, ω_0 , des rayons β émis, il y a la relation suivante

$$(5) \quad \tau f(\omega_0) = \tau_0 \log 2 |G|^{-2},$$

où τ_0 est une constante universelle; $f(\omega_0)$, une fonction de ω_0 ⁽¹⁾ et G ,

⁽¹⁾ $f(\omega_0)$ est aussi en réalité une fonction de Z

$$f(\omega_0) = 2\pi\alpha Z \left[\omega^2 (1 + 4\alpha^2 Z^2) - 1 \right]^{S-1} \left(\frac{2}{5} \frac{Rmc}{\hbar} \right)^{2(S-1)} \\ \times \frac{4}{(2S!)^2} \left[\frac{1}{105} \omega_0^7 - \left(\frac{1}{5} \omega_0^5 - \frac{1}{3} \omega_0^3 + \frac{1}{7} \omega_0 \right) \right].$$

Bethe (39) formule (216)

$$f(\omega_0) = (\omega_0^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{105} \omega_0^6 - \frac{2}{21} \omega_0^4 - \frac{247}{420} \omega_0^2 - \frac{8}{105} \right) \\ + \frac{1}{2} \omega_0 \left(\omega_0^3 + \frac{1}{2} \right) \log \left\{ \omega_0 + (\omega_0^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \right\}.$$

id. (213b).

l'élément de matrice qui a une valeur égale ou presque égale à l'unité pour une transition permise et qui varie jusqu'à zéro pour une transition complètement interdite. Par conséquent la grandeur G indique grossièrement le degré d'interdiction.

Les valeurs numériques de $\tau f(w_0)$ pour les noyaux connus se groupent en quelques classes où les valeurs $\tau f(w_0)$ sont différentes l'une de l'autre par un facteur d'environ 100. Ces classes correspondent respectivement aux 1^{er}, 2^e, 3^e droites de Sargent.

La classe pour laquelle $\tau f(w_0)$ a la plus petite valeur ($\sim 10^5$) correspond aux transitions permises, la 2^e [$\tau f(w_0) \sim 10^7$] correspond aux premières transitions interdites, etc....

TABLEAU 12.

Force d'interaction.		Transition permise.	1 ^{re} interdite.	2 ^e interdite.
Scalaire	Changem. du spin nucléaire ΔS	o	$\left. \begin{array}{l} \text{F } ^{(1)} \\ \text{et} \\ \text{G-T} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{o ou } \pm 1 \\ (\text{sauf } 0 \rightarrow 0) \\ \text{oui} \end{array} \right\} \text{G-T}$	$\left. \begin{array}{l} \pm 1 \text{ ou } \pm 2 \\ (\text{sauf } 1 \leftrightarrow 0) \\ \text{non} \end{array} \right\} \text{K-U}$
	Changem. de parité..	non ⁽²⁾		
Vecteur polaire	Changem. du spin nucléaire ΔS	o	$\left. \begin{array}{l} \text{o ou } \pm 1 \\ (\text{sauf } 0 \rightarrow 0) \\ \text{oui} \end{array} \right\} \text{K-U}$	$\left. \begin{array}{l} \pm 1 \text{ ou } \pm 2 \\ (\text{sauf } 1 \leftrightarrow 0) \\ \text{non} \end{array} \right\} \text{K-U}$
	Changem. de parité..	non		
Tenseur	Changem. du spin nucléaire ΔS	o ou ± 1 (sauf $0 \rightarrow 0$)	$\left. \begin{array}{l} \text{o ou } \pm 1 \\ \text{ou } \pm 2 \\ \text{oui} \end{array} \right\} \text{K-U}$	$\left. \begin{array}{l} \pm 2 \text{ ou } \pm 3 \\ (\text{sauf } 2 \leftrightarrow 0) \\ \text{non} \end{array} \right\} \text{K-U}$
	Changem. de parité..	non		
Vecteur axial	Changem. du spin nucléaire ΔS	o ou ± 1 (sauf $0 \rightarrow 0$)	$\left. \begin{array}{l} \text{o ou } \pm 1 \\ \text{ou } \pm 2 \\ \text{oui} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{G-T} \\ \text{et} \\ \text{H} \end{array}$	$\left. \begin{array}{l} \pm 2 \text{ ou } \pm 3 \\ (\text{sauf } 2 \leftrightarrow 0) \\ \text{non} \end{array} \right\} \text{H}$
	Changem. de parité..	non		
Pseudo scalaire	Changem. du spin nucléaire ΔS	o	$\left. \begin{array}{l} \text{o ou } \pm 1 \\ (\text{sauf } 0 \rightarrow 0) \\ \text{non} \end{array} \right\} \text{K-U}$	$\left. \begin{array}{l} \pm 1, \pm 2 \\ (\text{sauf } 1 \leftrightarrow 0) \\ \text{oui} \end{array} \right\} \text{K-U}$
	Changem. de parité..	oui		

(1) F : Fermi [1]; G-T : Gamov et Teller [5]; K-U : Konopinski et Uhlenbeck [7]; H : Hoyle.

(2) « oui » ou « non » signifient respectivement qu'il existe ou n'existe pas de changement de parité entre des noyaux initial et final d'une transition β .

Pour les transitions permises et interdites, il y a certaines règles de sélection. Ces règles sont résumées dans le tableau 12.

3. — Résultats de l'analyse des spectres expérimentaux par l'application des théories de Fermi et K-U.

Radioarsenic ${}^{76}_{33}\text{As}$. — Nous avons utilisé les formules de Fermi ou K-U appliquées par Kurie, Richardson et Paxton, formule (4a) pour analyser le spectre brut obtenu.

Les diagrammes de Fermi et de K-U sont tracés sur la figure 13. Les points ne se placent sur une seule droite dans aucun cas, ce qui montre que le spectre est complexe. On a donc tracé une droite correspondant au spectre composant qui a la plus grande limite supérieure de l'énergie en reliant les derniers points des diagrammes. En soustrayant le nombre des rayons qui appartiendraient à ce spectre, dN_1 , du nombre total, dN , dans chaque intervalle, on reconstruit les diagrammes avec le nombre $dN - dN_1$, comme pour l'analyse d'une courbe de décroissance ou d'absorption. On pourrait répéter en principe ce processus jusqu'à ce que le nombre résiduel devienne nul, mais en réalité, l'imprécision est trop grande pour qu'on puisse poursuivre complètement cette décomposition après deux composantes.

Dans le cas de ${}^{76}_{33}\text{As}$, on constate que, par la méthode de Fermi, on ne peut pas séparer plus de trois composantes, tandis que, par la méthode de K-U, l'imprécision du calcul est plus grande encore, si bien que même pour le 3^e spectre, on ne peut plus déterminer la limite.

Le spectre décomposé, d'après la méthode de Fermi, donne comme limites supérieures pour les trois premières composantes

$$\begin{aligned} 3,15 \pm 0,15 \text{ MeV,} \\ 2,30 \pm 0,10 \quad \text{»} \quad , \\ 1,75 \pm 0,35 \quad \text{»} \quad . \end{aligned}$$

La 3^e composante a, en réalité, une probabilité assez grande d'être à son tour complexe et pourrait se décomposer à son tour en 2 spectres dont les limites supérieures seraient environ 1,7 et 1,0 MeV.

D'après le diagramme de K-U, la plus grande limite supérieure de l'énergie serait

$$3,55 \pm 0,05 \text{ MeV.}$$

Nous avons reporté en lignes pointillées les spectres composants obtenus par la méthode de Fermi sur la figure 4.

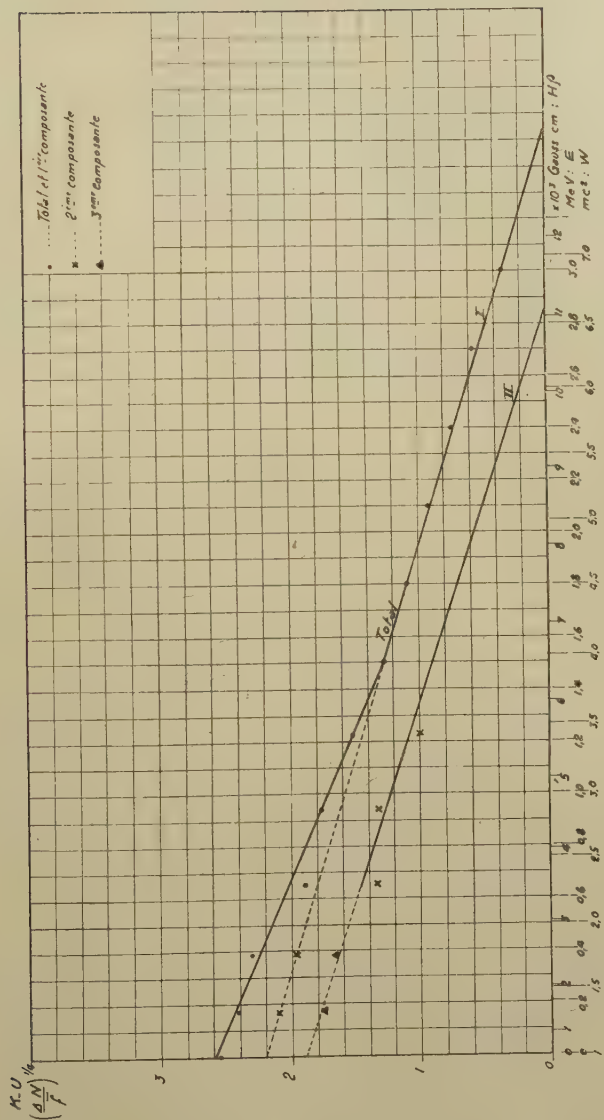


Fig. 13 *b*. — Diagrammes de Fermi et K-U pour $^{76}_{33}\text{As}$ (II). Analyse de K-U.

Analyse des spectres obtenus dans des conditions bien définies. — On a aussi analysé le spectre obtenu avec seulement la source déposée sur les supports d'Al et de mica. Le résultat de cette analyse est résumé en comparaison avec celui obtenu par l'ensemble des spectres obtenus dans le tableau ci-après.

TABLEAU 13.

Support.	Intervalles de $H\rho$ (gauss-cm).	$E_{\max_1}^{(1)}$		$E_{\max_2}$		$E_{\max_3}$	
		Fermi.	K-U.	Fermi.	K-U.	Fermi.	K-U.
Al et mica.	1000	$3,20 \pm 0,10$ (12200 $\pm$ 350)	$3,70 \pm 0,10$ (13900 $\pm$ 350)	$2,40 \pm 0,10$ (9500 $\pm$ 350)	$2,50 \pm 0,05$ (9850 $\pm$ 200)	$1,40 \pm 0,15$ (6100 $\pm$ 550)	—
Total (Al, mica et laiton...	1000	$3,15 \pm 0,05$ (12000 $\pm$ 200)	$3,55 \pm 0,05$ (13400 $\pm$ 200)	$2,30 \pm 0,10$ (9150 $\pm$ 350)	$2,85 \pm 0,20$ (11050 $\pm$ 650)	$1,75 \pm 0,35$ (7350 $\pm$ 1150)	—

(¹) Les chiffres entre parenthèses représentent les valeurs de $H\rho$ en gauss-cm.

Enfin le tableau 14 résume l'ensemble des résultats obtenus jusqu'ici relatifs à l'analyse du spectre β^- émis par le radioarsenic $^{76}_{33}\text{As}$, par les méthodes de Fermi et K-U.

On peut remarquer, d'après ce tableau, que nos résultats s'accordent bien avec ceux trouvés tout récemment (après notre publication [37]) par Philipp et Rehbein [28] qui ont employé la méthode du spectrographe magnétique; il reste cependant une incertitude en ce qui concerne notre 3^e composante que ces auteurs ne signalent pas.

Schémas proposés pour les transitions nucléaires concernant le spectre du $^{76}_{33}\text{As}$. — Nous montrons dans la figure 14 (a) et (b) les schémas pour les transitions possibles entre les noyaux $^{76}_{33}\text{As}$ et $^{76}_{34}\text{Se}$ pour que le spectre en question se réalise.

En tenant compte du fait que nous avons obtenu des rayons γ qui ont des énergies d'environ 2,4 MeV, 1,7 MeV et 1,2 MeV, ainsi que de celles données par Karteck, Knauer et Schaëfer [23], [25], 2,16 et 1,45 MeV et que, d'autre part, Sagane et ses collaborateurs [27] et Philipp et Rehbein [28] ont observé des rayons γ d'énergie de 0,5 MeV,

TABLEAU 14.

Référence.	Appareil.	Source de neutrons.	Source de ^{16}As .	Limites supérieures de l'énergie (MeV).				Méthode d'analyse.
				E_{max_1}	E_{max_2}	E_{max_3}	E_{max_4}	
Brown, etc. [24]...	Chambre de Wilson	Rn + Be	Dim. de la source : très grande (8 cm^2) $ \theta < 10^\circ$	3,4	-	-	1,09	K-U
Weil, etc. [22]....	Chambre de Wilson	Cyclotron	Épaisseur de couche : 29 mg/cm^2	3,32	-	-	0,97	K-U Fermi
Harteck, etc. [23] et [25].....	Chambre de Wilson	Rn + Be	$ \theta < 20^\circ$	$3,16 \pm 0,10$	-	(1,43)	$1,10 \pm 0,20$	K-U
Saha [24] ⁽¹⁾	-	-	-	-	2,5	1,7	0,8	Fermi
Norling [26].....	Compteurs en coïncidence	Rn + Be	Épaisseur de la source : 4 mg/cm^2	-	2 ou 3 composantes	1,10	-	-
Sagane et ses collaborateurs [27]....	Chambre de Wilson	-	-	-	2,75	-	1,31	K-U
Philipp et Rehbein [28].....	Spectrographe magnétique	Rn + Be	Épaisseur de la source : faible ($0,2\text{ mg}$)	$3,15 \pm 0,05$	2,70	-	1,1	Fermi
Yuasa [36].....	Chambre de Wilson	Cyclotron	Épaisseur de la source : jusqu'à 1 mg/cm^2 ; dim. de la source : jusqu'à $0,03\text{ cm}^2$	$3,55 \pm 0,05$	$2,85 \pm 0,20$	-	-	K-U Fermi
				$3,15 \pm 0,05$	$2,30 \pm 0,10$	$1,7 \pm 0,35$	($\sim 1,0$)	

⁽¹⁾ Les résultats donnés dans le travail de Harteck, Knauer et Schaeffer [23] et [25] ont été analysés de nouveau par cet auteur d'après la méthode de Fermi.

il nous semble que notre schéma (b) cadre bien avec les résultats obtenus.

On peut voir de même que le schéma construit d'après K-U est très incomplet.

Si l'on porte, d'après les résultats obtenus à partir de l'analyse de Fermi, les valeurs des constantes de désintégration partielles sur les courbes de Sargent, on voit que les points correspondant aux 1^{er}, 2^e, 3^e, et 4^e spectres composants se placent tous sur la 3^e droite, c'est-à-dire que toutes les transitions correspondantes sont des 2^e transitions interdites. D'après l'analyse de K-U, les points correspondants se placent

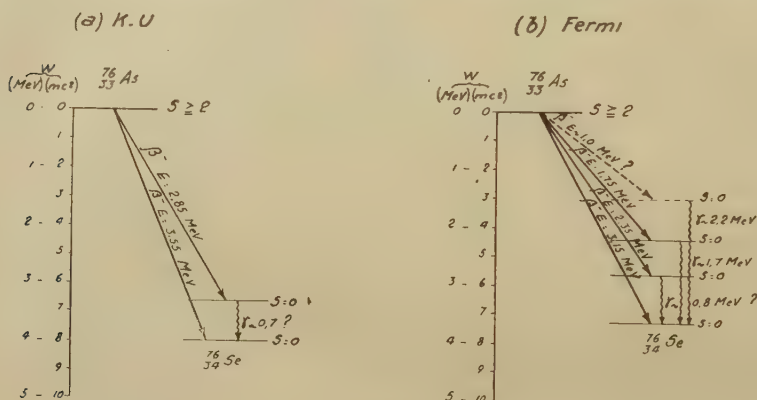


Fig. 14.

entre les 2^e et 3^e droites, de sorte qu'en définitive le spectre de $^{76}_{33}\text{As}$ ne contient aucune transition permise (fig. 16).

Sur nos schémas (a) et (b) dans la figure 14, nous avons proposé une possibilité concernant les spins nucléaires des niveaux en question de $^{76}_{33}\text{As}$ et de $^{76}_{34}\text{Se}$ en tenant compte que le spin nucléaire de l'état fondamental du noyau $^{76}_{34}\text{Se}$ est très probablement nul (le nombre de masse et le nombre de charge étant à la fois pairs), et que le changement du spin nucléaire des noyaux initial $^{76}_{33}\text{As}$, et final $^{76}_{34}\text{Se}$, serait égal ou plus grand que 2 dans toutes les transitions correspondantes aux spectres composants obtenus.

B. *Radiovanadium* $^{52}_{23}\text{V}$. — Par les méthodes de Fermi et K-U, on a analysé successivement les spectres β^- obtenus avec les sources de radiovanadium « mince-III » et avec l'ensemble des 3 sources : « mince-I », « mince-II », « mince-III » et « intermédiaire ». Les résultats sont indiqués sur les figures 15 a et b.

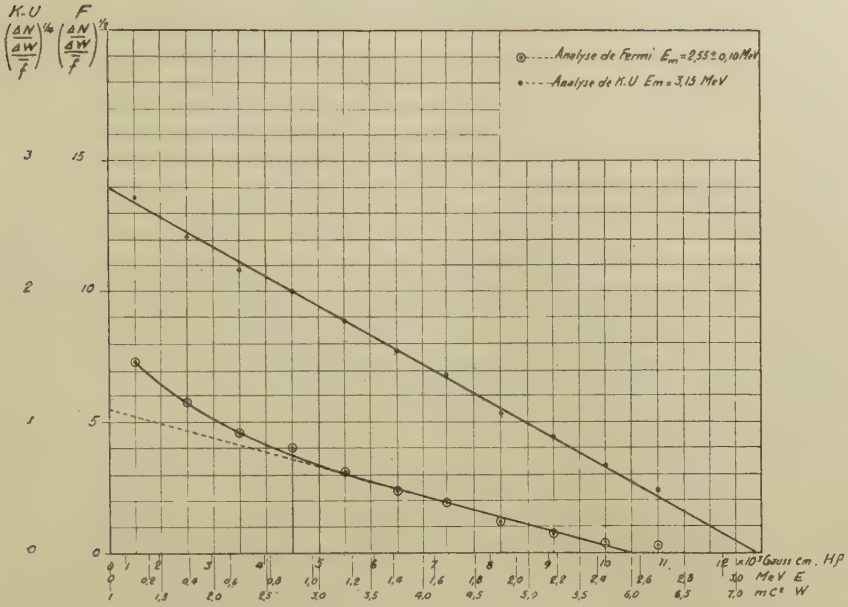


Fig. 15 a. — Diagrammes de Fermi et K-U pour le spectre de $^{52}_{23}\text{V}$ obtenu avec la source « mince-III » (543 rayons).

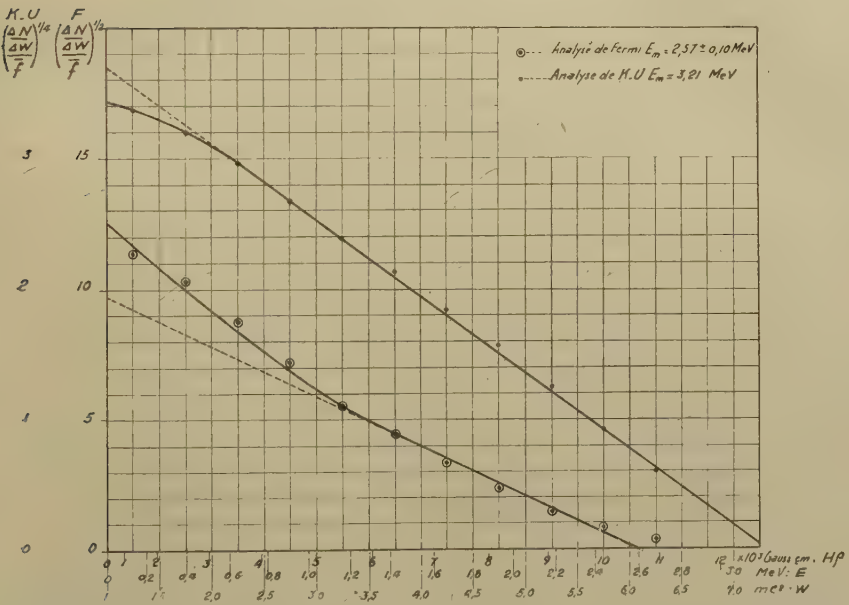


Fig. 15 b. — Diagrammes de Fermi et K-U pour le spectre total de $^{52}_{23}\text{V}$ (1747 rayons).

Dans le cas de la source « mince-III », le diagramme de K-U indique une droite rigoureuse jusqu'aux plus basses énergies indiquant que le spectre correspondant est simple, tandis que, pour l'ensemble des sources, on constate un léger décalage vers les énergies faibles provenant certainement des effets d'absorption dans la matière constituant la source, et de réflexion sur le support. Les diagrammes de Fermi montrent, dans les trois cas, un décalage plus prononcé en sens inverse.

La limite supérieure de l'énergie obtenue par la méthode de Fermi, $2,55 \pm 0,10$ MeV ⁽¹⁾ s'accorde assez bien avec la valeur de l'énergie maximum obtenue dans le spectre brut, 2,70 MeV, tandis que celle de K-U, 3,15 MeV lui est supérieure de 0,45 MeV.

Nous résumons dans le tableau suivant les résultats d'analyse obtenus.

TABLEAU 15.

Source et support employés.	Limite supérieure : $E_{\max}$ (MeV).		Nombre de rayons mesurés.
	Fermi.	K-U.	
« Intermédiaire ».....	$2,65 \pm 0,05$ (10350 $\pm$ 150)	3,16 (12100)	722
« Mince-III ».....	$2,55 \pm 0,10$ (10050 $\pm$ 300)	3,15 (12050)	543
« Intermédiaire » 23,8 mg/cm ² (Al)...	$2,57 \pm 0,10$	3,21	1747
« Mince-I » 7 mg/cm ² (plexiglass)...	(10100 $\pm$ 300) ⁽¹⁾	(12250)	
« Mince-II » 4 mg/cm ² (cellophane).			
« Mince-III » 1,5 mg/cm ² (cellophane).			

⁽¹⁾ Les chiffres entre parenthèses représentent les valeurs de $H\rho$ en gauss-cm.

Les formes des spectres obtenus expérimentalement avec toutes les sources et avec la source « mince-III » ont été comparées avec celles obtenues. D'après la théorie de Fermi et de K-U en supposant $\mu = 0$ et $\mu \neq 0$ (*fig. 9 a et b*). Les résultats montrent que la forme du spectre expérimental est en meilleur accord avec celle donnée par la théorie de K-U pour un spectre simple avec $\mu = 0$.

⁽¹⁾ Les résultats concernant des rayons β^- et γ émis par $^{52}_{23}\text{V}$ donnés dans l'article préliminaire [T. Yuasa (37)] sont un peu changés à cause du nombre augmenté des rayons β et γ employés pour la statistique.

La divergence entre la limite supérieure de l'énergie des spectres K-U et expérimental peut s'expliquer par le fait que la rareté de ces rayons

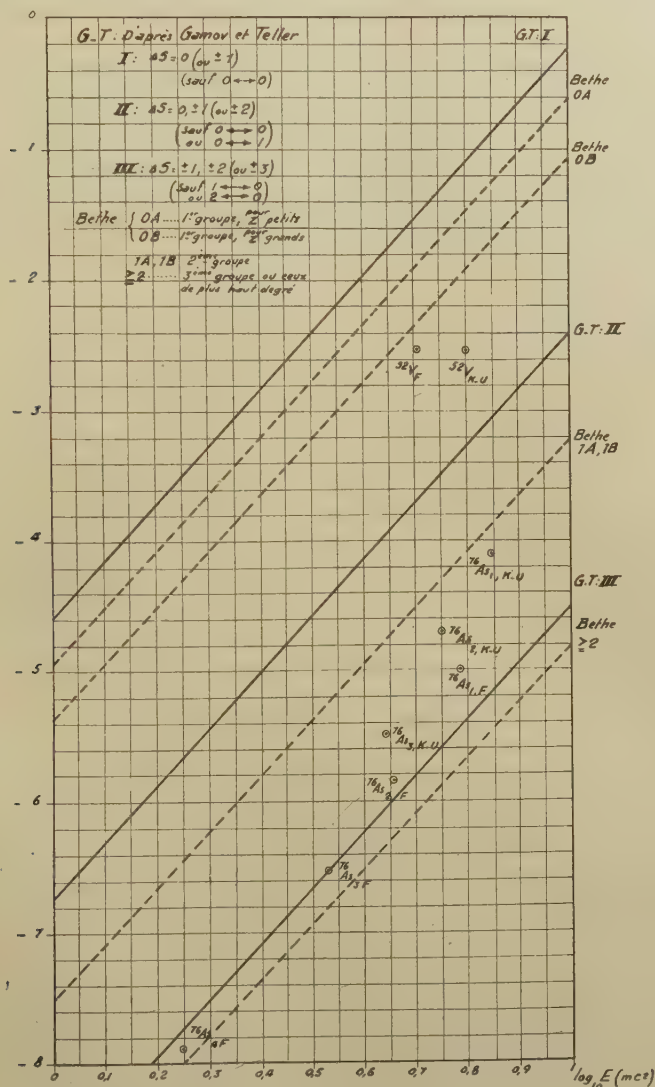


Fig. 16. — Courbes de Sargent.

de grande énergie n'a pas permis d'en enregistrer au cours de nos expériences. En reconstruisant la forme du spectre théorique d'après la théorie de K-U pour 1747 rayons β^- , on constate en effet que le nombre

des rayons β^- prévu pour le domaine énergétique compris entre 2,8 et 3,2 MeV (extrémité du spectre) n'est que 0,4, alors que dans le domaine voisin (2,4 à 2,8 MeV) le nombre des rayons β^- prévu est trouvé égal à 12,7.

En tenant compte de l'existence de l'émission des rayons γ de $1,50 \pm 0,10$ MeV, dont l'origine sera discutée plus loin et du fait que le spectre β^- a une forme qui s'accorde bien avec celle donnée par la méthode de K-U pour un spectre simple, on peut proposer, avec une grande certitude, les schémas de niveaux nucléaires de la figure 17 a, b, pour la désintégration β^- de $^{52}_{23}\text{V}$.

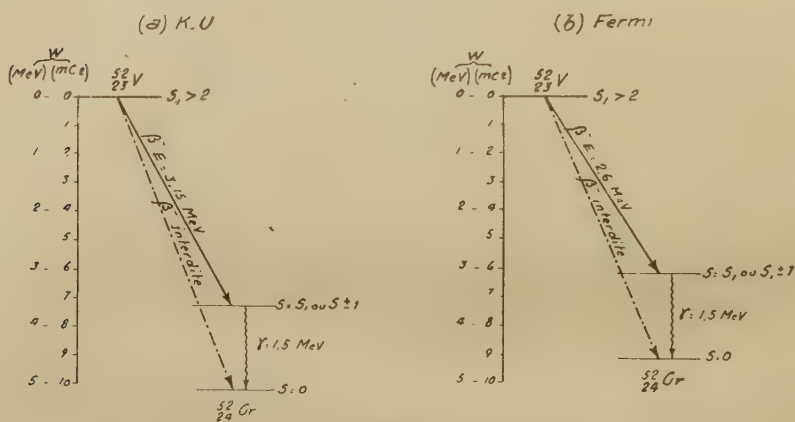


Fig. 17.

Si l'on porte les valeurs caractéristiques du radiovanadium $^{52}_{23}\text{V}$ sur les courbes de Sargent (fig. 16), le point se place entre la 1^{re} et la 2^e droites d'après les analyses de Fermi et de K-U, indiquant que le spectre est d'un type de transition permise ou de première transition interdite. Si l'on calcule $\tau f(w_0)$ dans la formule (5), en employant $f(w_0)$ indiquée dans la formule (213 b) de Bethe, on trouve respectivement $6 \cdot 10^5$ et $2,8 \cdot 10^6$ selon l'analyse de Fermi et K-U. On peut alors indiquer sur les mêmes schémas les spins nucléaires supposés des niveaux qui interviennent dans la désintégration β^- de $^{52}_{23}\text{V}$ en tenant compte que le spin nucléaire de l'état fondamental de $^{52}_{24}\text{Cr}$ est très probablement nul pour la même raison que pour $^{76}_{34}\text{Se}$ et que le changement des valeurs du spin par la désintégration β^- serait 0 ou 1 mais que l'état final de cette désintégration ne serait pas l'état fondamental de $^{52}_{24}\text{Cr}$, mais un état excité de celui-ci, la transition β^- directe entre les états fondamentaux du $^{52}_{23}\text{V}$ et du $^{52}_{24}\text{Cr}$ étant interdite.

4. — Discussion sur l'origine des positons émis par ${}^{76}_{33}\text{As}$ et ${}^{52}_{23}\text{V}$ et celle des rayons γ émis par ${}^{52}_{23}\text{V}$.

Origine des positons issus de la source. — A. ${}^{76}_{33}\text{As}$. — Les positons issus de la source pourraient provenir de la matérialisation interne et externe des rayons émis γ par ${}^{76}_{33}\text{As}$; nous avons trouvé qu'une source mince (1 mg/cm^2) placée sur un support léger (6μ de mica) donnait lieu en général à l'émission d'un plus grand nombre de positons qu'une source épaisse placée sur un support lourd (laiton ou Al.). Cette augmentation du nombre des positons avec la source mince sur un support léger serait due à une absorption moins importante de ceux-ci dans la couche de matière constituant la source, l'énergie cinétique des positons étant toujours très faible dans nos cas.

Schaëffer et Harteck [25] ont analysé le spectre β^+ en deux groupes dont les limites supérieures de l'énergie se trouvent respectivement à $0,7\text{ MeV}$ et $2,6\text{ MeV}$ et l'énergie moyenne à $0,3\text{ MeV}$. Ils ont pensé que ces positons pouvaient provenir de la transition β^+ du noyau ${}^{76}_{33}\text{As}$ en noyau ${}^{76}_{32}\text{Ge}$. En tenant compte de l'existence des rayons γ d'énergie $3,15\text{ MeV}$, ils ont proposé le schéma nucléaire montré dans la figure 18.

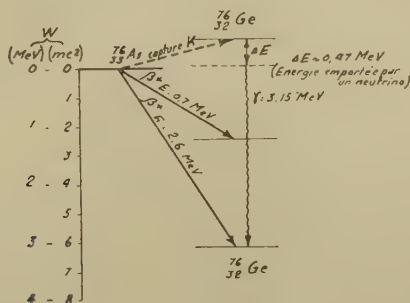


Fig. 18.

Cette analyse du spectre β^+ a été faite avec un nombre très restreint de trajectoires (20 trajectoires); de notre côté nous n'avons pu obtenir que 12 positons, de sorte que la confiance que l'on peut accorder à ce schéma de niveau est tout à fait faible. Si l'on admet, cependant, ce mécanisme, on peut constater que l'énergie emportée par un neutrino au moment de la capture — K, $\Delta E \sim 0,47\text{ MeV}$, a une valeur de même ordre de grandeur que celle obtenue pour la masse au repos du neutrino d'après l'analyse du spectre continu β^- , $0,45 \sim 0,55\text{ MeV}$.

B. ${}_{23}^{52}\text{V}$. — On peut supposer plusieurs origines pour les positons issus de la source :

- a. Désintégration β^+ de ${}_{33}^{52}\text{V}$;
- b. Désintégration β^+ de ${}_{23}^{50}\text{V}$ qui se produit à partir de ${}_{23}^{51}\text{V}$ d'après la réaction $(n, 2n)$;
- c. Matérialisation externe et interne des rayons γ de 1,50 MeV.

La supposition de l'existence de la réaction nucléaire ${}_{23}^{52}\text{V} \rightarrow {}_{22}^{52}\text{Ti} + \beta^+$ se heurte à une grande difficulté, car le ${}_{22}^{52}\text{Ti}$ est un corps encore inconnu actuellement; et, en tous cas, son abondance dans la nature serait inférieure à 5 %. Cependant, au point de vue de construction nucléaire, ce noyau pourrait être stable, car le nombre de charge et le nombre de masse sont à la fois pairs.

Pour estimer le nombre de positons provenant de ${}_{23}^{50}\text{V}$, nous avons déterminé, à l'aide d'un compteur de Geiger et Müller, le rapport de deux activités dues respectivement à ${}_{23}^{50}\text{V}$ et ${}_{23}^{52}\text{V}$ à la fin de l'irradiation. Dans nos conditions expérimentales, ce rapport était de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-4}$ même si la durée d'irradiation passe de 10 à 60 minutes; il en résulte qu'on aurait dû observer 1 ou 2 positons environ pour 1747 rayons β^- . En conséquence tous les 23 positons enregistrés au cours de nos expériences ne proviendraient pas de ${}_{23}^{50}\text{V}$ (1).

La comparaison entre les valeurs expérimentales et théoriques du coefficient de matérialisation interne des rayons γ est en faveur de la troisième hypothèse sur l'origine des positons.

En effet, au cours de l'expérience faite avec la source de 1,5 mg/cm² déposée sur le support de cellophane mince, nous avons obtenu une seule paire d'électrons due à la matérialisation externe des rayons γ dans le gaz de la chambre de Wilson. Connaissant le nombre de noyaux d'atomes dans un 1 cm³ du gaz de la chambre de Wilson, le parcours moyen des rayons dans la chambre, et la section efficace de matérialisation externe des rayons γ de 1,50 MeV dans l'air, on peut calculer à partir de ce résultat le nombre de rayons γ émis au cours de cette expérience; on trouve $7 \cdot 10^4$.

D'autre part, au cours de cette même expérience, nous avons trouvé 6 positons issus de la source; or, dans nos conditions expérimentales, le nombre de positons pouvant provenir de la matérialisation externe des rayons γ de 1,5 MeV dans la matière constituant la source et le

(1) A cause du faible nombre de β^+ , il existe quand même une possibilité pour que la plupart des positons proviennent de la désintégration β^+ de ${}_{23}^{50}\text{V}$.

support, est négligeable; si nous admettons que ces 6 positons proviennent uniquement de la matérialisation interne des rayons γ dans ${}^{52}_{23}\text{V}$, on trouve que le coefficient de matérialisation interne est $1,3 \cdot 10^{-4}$.

Si l'on refait le même raisonnement avec les résultats obtenus avec la source de 4 mg/cm^2 sur le support de cellophane mince, on obtient, pour le coefficient de matérialisation interne, la valeur $2,4 \cdot 10^{-5}$. La valeur moyenne obtenue pour les deux cas est de $8 \cdot 10^{-5}$.

D'après la théorie de J. C. Jaëger et H. R. Hulme [38], le coefficient de matérialisation interne, pour un noyau dont le nombre atomique est voisin de 23 et l'énergie des photons émis $1,5 \text{ MeV}$, est respectivement $3 \cdot 10^{-4}$ et 10^{-4} pour la radiation dipôle et quadripôle.

Cette concordance entre les résultats expérimentaux et la théorie permettrait donc de penser que les positons issus de la source ${}^{52}_{23}\text{V}$ proviendraient de la matérialisation interne des rayons γ de $1,50 \text{ MeV}$.

Origine des rayons γ émis par ${}^{52}_{23}\text{V}$. — Trois possibilités peuvent être considérées pour rendre compte de l'origine des rayons γ émis par ${}^{52}_{23}\text{V}$.

a. Capture-K par le noyau ${}^{52}_{23}\text{V}$ produisant ${}^{52}_{22}\text{Ti}$ à l'état excité, lequel retombe ensuite à l'état fondamental en émettant un rayon γ de $1,50 \text{ MeV}$. L'énergie moyenne et l'énergie maximum de positons issus de la source étant respectivement $0,39 \text{ MeV}$ et $0,97 \text{ MeV}$, on pourrait donc supposer grossièrement un schéma énergétique montré dans la figure 19.

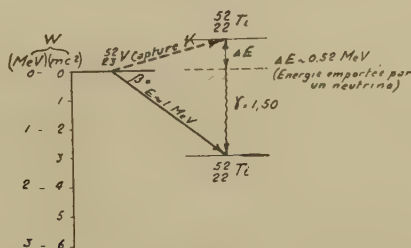


Fig. 19.

b. La deuxième possibilité serait l'existence de l'état isomère du noyau ${}^{52}_{23}\text{V}$ dont la différence énergétique avec l'état fondamental serait environ $1,50 \text{ MeV}$. Le noyau se trouvant dans cet état isomère retomberait (avec une certaine période, égale ou plus courte que la période de désintégration β^- qui le suit, $3,9 \text{ min.}$) à l'état fondamental; il émettrait ensuite un rayon β^- . Mais, pour avoir la vie moyenne de l'ordre de quelques minutes, il faudrait que le changement du spin nucléaire

entre l'état isomère et l'état fondamental de $^{52}_{23}\text{V}$ soit à peu près de 7, d'après la théorie de Bethe [39], [formule (732)]. Si l'on introduit un facteur qui dépend du nombre de charge, Z , et de la masse du noyau, comme l'a fait Lowen [40], le changement de spin entre les deux états devient de l'ordre de 5 ou 6 (5 pour une période de 12 sec. et 6 pour celle de 6.10^5 sec.) Le changement de spin 5 est déjà connu dans certains cas; on peut donc supposer un état métastable de $^{52}_{23}\text{V}$ dont la désintégration β^- à l'état fondamental de $^{52}_{24}\text{Cr}$ serait complètement interdite. Indépendamment de cette hypothèse, Turner [41] avait déjà supposé un état isomère de $^{52}_{23}\text{V}$ dont la période est beaucoup plus courte ou beaucoup plus longue que 3,9 min.

Toutefois la période de désintégration β^- et γ nous indique ou bien l'existence d'un état isomère dont la période est plus courte que 3,9 min., ou bien la non-existence de l'état isomère du $^{52}_{23}\text{V}$, en conséquence l'improbabilité de ce mécanisme comme origine des rayons γ .

c. La troisième possibilité, qui nous semble la plus probable, est que la désintégration β^- de $^{52}_{23}\text{V}$ jusqu'à l'état fondamental de $^{52}_{24}\text{Cr}$ étant complètement interdite, la désintégration β^- a lieu entre l'état fondamental de $^{52}_{23}\text{V}$ et un état excité de $^{52}_{24}\text{Cr}$, et ensuite, le noyau retombe à l'état fondamental en émettant un rayon γ d'énergie de 1, 50 MeV (schémas *a* et *b* dans la figure 17).

Pour que ce mécanisme soit possible, il faudrait que le spin nucléaire du niveau fondamental du noyau $^{52}_{23}\text{V}$ soit plus grand que 2, celui de $^{52}_{24}\text{Cr}$ étant zéro. Hemmendinger [42] a annoncé qu'il n'y a pas de transition directe entre les états fondamentaux de $^{52}_{23}\text{Mn}$ et $^{52}_{24}\text{Cr}$ et il a indiqué qu'il existe, dans le noyau de $^{52}_{25}\text{Cr}$ des niveaux excités de 1,1 MeV, 2,2 MeV, (3,4 MeV) et (5,2 MeV) au-dessus du niveau fondamental ⁽¹⁾ auxquels la transmission β^+ du $^{52}_{25}\text{Mn}$ a lieu.

Ce fait qu'il n'existe pas de transition entre les états fondamentaux de $^{52}_{25}\text{Mn}$ et $^{52}_{24}\text{Cr}$ nous donne une raison supplémentaire pour supposer un mécanisme analogue pour la transition $^{52}_{23}\text{V} \rightarrow ^{52}_{24}\text{Cr}$, les niveaux de $^{52}_{24}\text{Cr}$ restant les mêmes et l'état fondamental de $^{52}_{23}\text{V}$ ($Z = 23$, $N = 29$) étant peut-être semblable à celui de $^{52}_{25}\text{Mn}$ ($Z = 25$, $N = 27$).

Pour savoir définitivement si la troisième supposition est exacte, il faudrait faire une expérience sur la coïncidence des rayons β et γ émis du $^{52}_{23}\text{V}$.

(1) Les valeurs numériques ne sont pas précises.

CHAPITRE V.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

Résumé et conclusions concernant les études sur le radioarsenic, $^{76}_{33}\text{As}$, et le radiovanadium $^{52}_{23}\text{V}$. — Nous avons étudié à l'aide de la chambre à détente de Wilson à grand temps d'efficacité le spectre continu des rayons β^- émis par le radioarsenic $^{76}_{33}\text{As}$ et le radiovanadium $^{52}_{23}\text{V}$. Les résultats suivants ont été obtenus :

$^{76}_{33}\text{As}$: 1° 766 trajectoires photographiées des rayons β^- ont été mesurées.

La limite supérieure de l'énergie par inspection du spectre continu des rayons β^- est de $3,0 \pm 0,10$ MeV ($H\rho = 11\,500 \pm 350$ gauss-cm) et l'énergie moyenne est de $0,93$ MeV ($H\rho = 4\,500$ gauss-cm). Ce spectre est complexe, comme les travaux antérieurs aux nôtres l'ont annoncé, et il peut être décomposé, d'après la théorie de Fermi, en au moins 3 spectres simples dont les limites supérieures de l'énergie sont respectivement $3,15 \pm 0,05$ MeV ($H\rho = 12\,000 \pm 200$ gauss-cm) $2,30 \pm 0,10$ MeV ($H\rho = 9\,150 \pm 350$ gauss-cm) et $1,75 \pm 0,35$ MeV ($H\rho = 7\,350 \pm 1\,150$ gauss-cm) et très probablement il existe encore une autre composante dont la limite supérieure de l'énergie est environ 1 MeV ($H\rho = 4\,750$ gauss-cm).

Les proportions calculées des intensités de ces composantes sont respectivement :

La première composante ($E_m = 3,15$ MeV).....	40 %
La deuxième composante ($E_m = 2,30$ MeV).....	45 %
La troisième composante ($E_m = 1,75$ MeV).....	15 %

D'après la théorie de K-U, on ne peut pas analyser complètement le spectre, mais la limite supérieure de l'énergie la plus grande est $3,55 \pm 0,05$ MeV ($H\rho = 13\,400 \pm 200$ gauss-cm) en admettant la masse intrinsèque du neutrino nulle.

2° Un certain nombre de paires d'électrons e^+ et e^- de matérialisation des rayons γ dans le gaz de la chambre de Wilson ont été observés.

D'après l'énergie de ces paires, nous avons obtenu les valeurs de l'énergie des rayons γ correspondants qui sont $1,2 \pm 0,1$ MeV (2 paires), $1,7 \pm 0,1$ MeV (3 paires) et $2,4 \pm 0,1$ MeV (1 paire).

Ces valeurs correspondent assez bien aux erreurs d'expériences aux différences des limites supérieures de l'énergie des 4 spectres composants données plus haut, qui permettent d'établir le schéma des niveaux excités du noyau résultant ${}^{76}_{34}\text{Se}$.

3° 12 positons issus de la source ont été observés dont l'énergie moyenne est $0,46$ MeV d'origine non encore déterminée.

${}^{52}_{23}\text{V}$: 1° 1747, trajectoires photographiées des rayons β^- ont été mesurées.

Le spectre β^- paraît être simple ayant la limite supérieure par inspection de $2,70 \pm 0,1$ MeV ($H\rho = 10\,500 \pm 350$ gauss-cm et l'énergie moyenne de $1,02$ MeV ($H\rho = 4\,850$ gauss-cm).

D'après la théorie de Fermi, ce spectre a la limite supérieure de l'énergie de $2,55 \pm 0,10$ MeV ($H\rho = 11\,000 \pm 350$ gauss-cm) tandis que, d'après la théorie de K-U, il a la limite supérieure de l'énergie de $3,15 \pm 0,05$ MeV ($H\rho = 12\,000 \pm 200$ gauss-cm).

En supposant que la masse intrinsèque du neutrino égale zéro, la forme du spectre brut cadre bien avec la théorie de K-U.

2° Nous avons mis en évidence l'émission d'un rayonnement γ intense par ${}^{52}_{23}\text{V}$.

La mesure de l'énergie de 15 paires d'électrons de matérialisation de ces rayons γ dans l'atmosphère de la chambre de Wilson donne $1,50 \pm 0,10$ MeV comme la valeur de l'énergie des photons correspondants. Le rayonnement γ est monochromatique.

L'origine des rayons γ a été discutée et la plus probable est celle de la transition γ d'un état excité à l'état fondamental du noyau résultant ${}^{52}_{24}\text{Cr}$, succédant à la transition β^- entre l'état fondamental de ${}^{52}_{23}\text{V}$ à l'état excité de ${}^{52}_{24}\text{Cr}$.

Nous avons observé 2 paires de matérialisation des rayons γ dans la source dont l'énergie est estimée à $1,47 \pm 0,1$ MeV et correspondant au même rayonnement.

3° Nous avons observé 23 positons issus de la source.

Trois origines possibles de ces positons ont été proposées et elles peuvent intervenir simultanément.

Les positons issus de la source proviennent très probablement de la matérialisation interne des photons précédents. Le nombre de ces

positons émis par les sources de 1,5 mg et 4 mg, déposées sur un support de cellophane mince, permet, connaissant le nombre de photons émis, de calculer le coefficient de matérialisation interne de ces photons. La valeur obtenue est environ 10^{-4} .

4° La difficulté d'une méthode de concentration de l'activité de $^{52}_{23}\text{V}$ analogue à la méthode de Szilard a été discutée.

Le facteur de concentration moyen est 20-30 avec le cupferronate de vanadium.

Résultats comparés avec $^{76}_{33}\text{As}$ et $^{52}_{23}\text{V}$. — 1° La valeur par inspection de la limite supérieure de l'énergie du spectre β^- de $^{76}_{33}\text{As}$ et de $^{52}_{23}\text{V}$ est en meilleur accord avec celle obtenue d'après la théorie de Fermi qu'avec celle de K-U. Le décalage de ces valeurs est environ dans les deux cas : 0,50 MeV.

2° Le rapport du nombre des positons issus de la source mince sur un support léger au nombre des rayons β^- issus de la source est 1,7 % dans le cas de $^{76}_{33}\text{As}$, tandis que ce rapport pour $^{52}_{23}\text{V}$ est 1,3 %.

Remarques générales. — 1° Nous avons constaté, comme l'on devait s'y attendre, l'influence importante de l'absorption des rayons β^- dans la matière constituant la source sur la forme d'un spectre jusqu'à une épaisseur d'ordre de grandeur de 10 mg/cm². Au-dessous de cette épaisseur cette influence n'est pas très remarquable.

2° Nous avons également observé une tendance à obtenir trop de rayons β^- d'énergie moyenne dans nos conditions expérimentales (~ 1 MeV) avec une source déposée sur un support épais de matière lourde (laiton ou Al), due probablement à la réflexion des rayons β^- d'énergie moyenne dans la matière constituant le support.

3° Si la forme expérimentale d'un spectre simple d'une transition permise cadre bien avec la théorie originale de Fermi, cela ne serait pas toujours le cas pour une transition interdite, comme on le voit dans le cas de $^{52}_{23}\text{V}$.

4° L'application des théories de Fermi et K-U font intervenir des formules approchées dépendant du numéro atomique de l'élément et de l'énergie des rayons β . Ces formules ne sont pas toujours valables pour un spectre pour tout le domaine d'énergie. Il est nécessaire d'utiliser les formules approchées en tenant compte de leur validité suivant le numéro atomique et la région d'énergie envisagée.

TABLEAUX ET FIGURES.

- Figure 1 *a*. Dessin de la chambre de Wilson.
 Figure 1 *b*. Dessin schématique du projecteur stéréoscopique.
 Figure 2. Variation de l'intensité du champ magnétique selon la distance de l'axe des bobines employées.
 Figure 3 A, B. Positions des sources.
 Figure 4. Spectre brut du radioarsenic $^{76}_{33}\text{As}$ et ses composantes.
 Figure 5. Influence de l'épaisseur de la source sur le spectre β^- de $^{76}_{33}\text{As}$.
 Figure 6. Influence de l'épaisseur de la source et de la matière constituant le support sur le spectre β^- de $^{76}_{33}\text{As}$.
 Figure 7. Énergies des rayons γ de capture de plusieurs éléments connus dans la réaction (n, γ).
 Figure 8. Courbe qui montre l'échange des ions radioactifs VO^* , VO_3^* avec l'atome V non actifs dans le cupferronate de vanadium.
 Figure 9. *a*. Spectre β^- total brut de $^{52}_{23}\text{V}$ et les spectres obtenus d'après les théories de Fermi et K-U avec $\mu = 0$ et $\mu = m$.
b. Spectre β^- brut de $^{52}_{23}\text{V}$ avec la source intérieure de 1,5 mg/cm² déposée sur le support de cellophane et les spectres obtenus d'après la théorie de K-U avec $\mu = 0$ et $\mu = m$.
 Figure 10. *a*. Influence de la nature de la matière des supports et l'épaisseur des sources sur le spectre β^- de $^{52}_{23}\text{V}$.
b. Influence de la nature de la matière des supports sur le spectre β^- de $^{52}_{23}\text{V}$.
 Figure 11. Influence de l'épaisseur des sources sur le spectre β^- de $^{52}_{23}\text{V}$ (support Al).
 Figure 12. Approximation des fonctions $\left[\frac{1}{f F_1(Z, \eta)} \right]^{\frac{1}{2}}$ et $\left[\frac{1}{f F_1(Z, \eta)} \right]^{\frac{1}{2}}$, par rapport à la fonction $\left[\frac{1}{f F_0(Z, \eta)} \right]^{\frac{1}{2}}$.
 Figure 13. Diagrammes de Fermi et K-U pour $^{76}_{33}\text{As}$.
 Figure 14. Schéma énergétique de la transition $^{76}_{33}\text{As} \rightarrow ^{76}_{34}\text{Se}$.
 Figure 15. *a*. Diagrammes de F. et K-U pour le spectre obtenu avec la source « mince-III » de $^{52}_{23}\text{V}$.
b. Diagrammes de F et K-U pour le spectre total de $^{52}_{23}\text{V}$.
 Figure 16. Courbes de Sargent.
 Figure 17. Schéma énergétique de la transition β^- pour $^{52}_{23}\text{V} \rightarrow ^{52}_{24}\text{Cr}$.
 Figure 18. Schéma énergétique de la transition β^+ pour $^{76}_{33}\text{As} \rightarrow ^{76}_{32}\text{Ge}$.
 Figure 19. Schéma énergétique de la transition β^+ supposée pour $^{52}_{23}\text{V} \rightarrow ^{52}_{22}\text{Ti}$.
 Tableau 1 *a*. Influence sur le rayon de courbure de l'inclinaison de la trajectoire des rayons sur le plan horizontal.
 Tableau 1 *b*. Comparaison des valeurs mesurées par trois méthodes différentes de l'inclinaison des trajectoires.
 Tableau 2. Absorption de l'énergie des rayons β dans Al.
 Tableau 3. Dépendance de l'âge de la source $^{76}_{33}\text{As}$ de la forme du spectre.
 Tableau 4. Répartition énergétique des positons observés avec $^{76}_{33}\text{As}$.

Tableau 5.	Comparaison des résultats bruts obtenus avec $^{76}_{33}\text{As}$ avec ceux obtenus par d'autres auteurs.
Tableau 6.	Énergie disponible pour la rupture des liaisons chimiques pour la molécule de cupferronate de vanadium donnée par l'énergie de recul de $^{52}_{23}\text{V}$.
Tableau 7.	Limite supérieure de l'énergie, énergie la plus probable et énergie moyenne du spectre β^- émis par $^{52}_{23}\text{V}$ avec les diverses sources.
Tableau 8.	Répartition des positons observés pour $^{52}_{23}\text{V}$.
Tableau 9.	Énergie des rayons γ émis par $^{52}_{23}\text{V}$.
Tableau 10.	Résultats bruts obtenus pour $^{52}_{23}\text{V}$.
Tableau 11.	Masse au repos du neutrino d'après la formule

$$W_0(K-U)-W_0(\text{estimée}) = \mu c^2.$$

Tableau 12.	Règles de sélection pour la désintégration β .
Tableau 13.	Limites supérieures de l'énergie obtenues pour $^{76}_{33}\text{As}$.
Tableau 14.	Comparaison des résultats, transformés d'après la théorie avec ceux obtenus par d'autres auteurs pour $^{76}_{33}\text{As}$.
Tableau 15.	Limites supérieures de l'énergie obtenues pour $^{52}_{23}\text{V}$.

RÉFÉRENCES.

- [1] E. FERMI, *Zeits. für Phys.*, t. 88, 1934, p. 161.
- [2] E. J. KONOPINSKI et G. E. UHLENBECK, *Phys. Rev.*, t. 48, 1935, p. 7.
- [3] F. N. D. KURIE, H. C. PAXTON et J. R. RICHARDSON, *Phys. Rev.*, t. 49, 1936, p. 368.
- [4] G. E. TAPE, *Phys. Rev.*, t. 56, 1939, p. 965.
J. S. MARSHALL, *Proc. Roy. Soc. London*, t. 173, 1939, p. 391.
J. L. LAWSON et J. M. CORK, *Phys. Rev.*, t. 56, 1939, p. 131.
A. W. TYLER, *Phys. Rev.*, t. 56, 1939, p. 125, etc....
- [5] G. GAMOV et E. TELLER, *Phys. Rev.*, t. 49, 1936, p. 895.
- [6] F. HOYLE, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. 33, 1937, p. 277.
- [7] E. J. KONOPINSKI et G. E. UHLENBECK, *Phys. Rev.*, t. 60, 1941, p. 308.
- [8] B. W. SARGENT, *Proc. Roy. Soc. London*, t. 139, 1933, p. 659.
- [9] H. A. BETHE, F. HOYLE et R. PEIERLS, *Nature*, t. 143, 1939, p. 200.
- [10] H. WALKE, E. J. WILLIAMS et G. R. EVANS, *Proc. Roy. Soc. London*, t. 171, 1939, p. 360.
- [11] A. I. ALICHANIAN et V. BERESTETSKY, *Phys. Rev.*, t. 55, 1939, p. 978.
- [12] A. I. ALICHANIAN, A. I. ALICHANOW, B. S. DZIELEPOW, *Phys. Rev.*, t. 53, 1938, p. 766,
A. I. ALICHANIAN et S. J. NIKITIN, *Phys. Rev.*, t. 53, 1938, p. 767.
Y. WATASE, *Proc. Phys. Mat. Soc. Japan*, t. 20, 1938, p. 8.
- [13] J. S. MARSHALL, *Proc. Roy. Soc. London*, t. 173, 1939, p. 391.
E. F. M. VAN DER HELD, *Physica*, t. V, 1938, p. 430.
- [14] J. L. LAWSON et A. W. TYLER, *Rev. Sci. Instr.*, t. 11, 1940, p. 6.
- [15] T. S. TSIEN, *Journ. de Phys. et Rad.*, t. 1, 1940, p. 1.
- [16] R. H. BACON, E. N. GRISEWOOD et C. W. VAN DER MARWE, *Phys. Rev.*, t. 59, 1941, p. 531.
- [17] M. LECOIN, *Journ. de Phys.*, t. 9, 1938, p. 81.
- [18] P. SÜE, *J. de Chim. Phys.*, t. 40, 1943, p. 17.

- [19] E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, E. FERMI, B. PONTECORVO, F. ROSETTI et E. SEGRÉ, *Proc. Roy. Soc. London*, t. 149, 1935, 522.
- [20] R. L. THORNTON, *Phys. Rev.*, t. 49, 1936, p. 207.
- [21] M. V. BROWN et G. G. MITCHELL, *Phys. Rev.*, t. 50, 1936, p. 593.
- [22] G. L. WEIL et W. H. BARKAS, *Phys. Rev.*, t. 56, 1939, p. 485.
- [23] P. HARTECK, F. KNAUER et W. SCHÄFFER, *Zeits. für Physik*, t. 109, 1938, p. 153.
- [24] N. K. SAHA, *Naturwiss.*, t. 27, 1939, p. 786.
- [25] W. SCHÄFFER et P. HARTECK, *Zeits. für Physik*, t. 113, 1939, p. 287.
- [26] F. NORLING *Zeits. für Physik*, t. III, 1938, p. 158, et *Arki för matematik, astronomi o fysik*, Bd. 27, N° 27, 1941.
- [27] R. SAGANE. S. KOJIMA. G. MIYAMOTO et M. IKAWA, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, t. 21, 1939, p. 660.
- [28] K. PHILIPP, F. REHBEIN, *Naturwiss.*, t. 31, 1943, p. 235.
- [29] L. SZILARD et T. A. CHALMERS, *Nature*, t. 134, 1934, p. 462.
- [30] J. MARTELLY, *C. R. de l'Acad. Sciences*, t. 217, 1943, p. 767.
- [31] M. L. POOL J. M. CORK et R. L. THORNTON, *Phys. rev.*, t. 52, 1937, p. 239.
- [32] H. WATKE, *Phys. Rev.*, t. 52, 1937, p. 777.
- [33] N. GODZINSKI, I. GOLOZVAN et A. DANILENKO, *Journ. exp. theoret. Phys.*, t. 10, 1940, p. 1.
- [34] N. FEATHER, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. 34, 1938, p. 599.
- [35] J. W. IRVINE, *Phys. Rev.*, t. 55, 1939, p. 1105.
- [36] T. YUASA, *Journ. de Phys. et Rad.*, t. 8, 1940, p. 140.
- [37] T. YUASA, *C. R. de l'Académie des Sciences*, t. 215, 1942, p. 414.
- [38] J. C. JÄGER et H. R. HULME, *Proc. Roy. Soc. London*, t. 148, 1935, p. 708.
- [39] H. A. BETHE et R. F. BACHER, *Rev. Mod. Phys.*, t. 8, 1936, formules (213) et (216).
- [40] I. S. LOWEN, *Phys. Rev.*, t. 59, 1941, p. 835.
- [41] L. A. TURNER, *Phys. Rev.*, t. 58, 1940, p. 679.
- [42] A. HEMMENDINGER, *Phys. Rev.*, t. 58, 1940, p. 929.
- [43] C. D. ELLIS et W. J. HENDERSON, *Proc. Roy. Soc. London*, t. 146, 1934, p. 206.

Vu et approuvé :

Paris, le 28 novembre 1943.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

P. MONTEL.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

GILBERT GIDEL.

TABLE DES MATIÈRES.

	Pages.
AVANT-PROPOS.....	1
INTRODUCTION.....	3
CHAPITRE I. — <i>Méthode expérimentale employée</i>	8
1. Description des appareils.....	8
2. Mesure des rayons de courbure des trajectoires des rayons β	13
3. Corrections et erreurs expérimentales.....	13
CHAPITRE II. — <i>Expérience sur le radioarsenic $^{76}_{33}\text{As}$</i>	19
1. Sources employées.....	19
2. Résultats bruts expérimentaux.....	20
3. Comparaison de nos résultats bruts avec ceux obtenus par d'autres auteurs.....	23
CHAPITRE III. — <i>Expériences sur le radiovanadium $^{52}_{23}\text{V}$</i>	27
1. Sources employées.....	27
2. Résultats bruts expérimentaux.....	31
3. Comparaison des résultats bruts obtenus avec ceux obtenus par d'autres auteurs.....	37
CHAPITRE IV. — <i>Discussion des résultats obtenus et leur confrontation avec la théorie</i>	39
1. Formules concernant la distribution énergétique des rayons β^- émis par un radioélément.....	39
2. Théories concernant la vie moyenne de désintégration β et règles de sélection.....	45
3. Résultats de l'analyse des spectres expérimentaux par l'application des théories de Fermi et Konopinski-Uhlenbeck.....	47
4. Discussion sur l'origine des positons émis par $^{76}_{33}\text{As}$ et $^{52}_{23}\text{V}$ et celle des rayons γ émis par $^{52}_{23}\text{V}$	57
CHAPITRE V. — <i>Résumé et Conclusions</i>	61
TABLEAUX ET FIGURES.....	64
RÉFÉRENCES.....	65



SECONDE THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Chocs anormaux des rayons β le long de leur trajectoire
observés dans la chambre à détente de Wilson.

Vu et approuvé :

Paris, le 28 novembre 1943.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

PAUL MONTEL.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

GILBERT GIDEL.

IMPRIMERIE GAUTHIER - VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, Paris (6°)

Dépôt légal. — 3^e Trimestre 1944.. — N° d'ordre 46.
C. O. L. 313033

IMPRIMERIE GAUTHIER - VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, Paris (6°)

Dépôt légal. — 3^e Trimestre 1944.. — N° d'ordre 46.
C. O. L. 313033